



Polarimètre tensoriel à deutons de recul de 175 à 500 MeV. Mise en oeuvre et premières mesures.

J.S. Real

► To cite this version:

J.S. Real. Polarimètre tensoriel à deutons de recul de 175 à 500 MeV. Mise en oeuvre et premières mesures.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1994. Français. NNT: . tel-00459702

HAL Id: tel-00459702

<https://theses.hal.science/tel-00459702>

Submitted on 24 Feb 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

Jean-Sébastien Réal

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(ARRETES MINISTERIELS DU 5 JUILLET 1984 ET
DU 30 MARS 1992)

(SPECIALITE PHYSIQUE)

POLARIMETRE TENSORIEL A DEUTONS DE REcul DE 175 A 500 MeV

MISE EN ŒUVRE ET PREMIERES MESURES

DATE DE SOUTENANCE : 26 Janvier 1994

COMPOSITION DU JURY :

J. F. Bruandet	Président
M. Morlet	rapporteur
C. Wilkin	rapporteur
C. Perrin	
S. Kox	

Résumé

Les mesures de polarisation permettent d'obtenir un jeu d'observables indépendantes et d'accéder, grâce à des termes d'interférence, aux faibles contributions de l'interaction. Dans ce cadre, le deuton est particulièrement intéressant puisque c'est le seul état lié du système NN ce qui en fait un noyau privilégié pour l'étude de l'interaction entre deux nucléons à courte portée. De plus, son isospin nul en fait une excellente sonde isoscalaire, et son spin 1 permet la mesure d'observables de polarisation tensorielles. Le polarimètre POLDER constitue le premier et l'unique polarimètre permettant de mesurer la polarisation tensorielle des deutons d'énergie cinétique comprise entre 175 et 500 MeV.

Après un exposé du formalisme de polarisation, cette thèse décrit l'ensemble de détection et la réaction d'échange de charge $H(d,pp)n$ sur laquelle est basé le polarimètre. Les résultats de la calibration ont permis de déterminer les pouvoirs d'analyse et les figures de mérite du polarimètre, et sont présentés en détail.

Une première expérience de mesure de polarisation a été réalisée dans les diffusions de deutons sur le Calcium 40 et le Carbone 12. Elles ont permis de déterminer, pour la première fois, la signature des transitions de spin isoscalaires sur le niveau 12.7 MeV du Carbone 12 à partir d'observables tensorielles.

Enfin une description succincte de l'utilisation de POLDER dans l'étude de la réaction $H(p,d)pion$ et la diffusion élastique électron-deuton montre les perspectives ouvertes par la mise en œuvre de ce dispositif.

Abstract

Polarization measurements provide a set of independent observables and, thanks to interference terms, discriminate small contributions of the interaction. In this regard, deuteron is of particular interest since it's the only bound NN system and thus a convenient nucleus for studying the short range behaviour of the two nucleons interaction. Also its isospin zero makes it an excellent isoscalar probe, and its spin 1 permits to study tensor polarization observables. The polarimeter POLDER, detailed in this thesis, is the unique set-up at the present time which allows deuteron tensor polarization measurements in the range of kinetic energy from 175 to 500 MeV.

After introducing the polarization formalism, this thesis describes the experimental set-up and the charge exchange reaction $H(d,pp)n$ on which the polarimeter is based. The results of calibration runs are detailed and provide the analysing powers and figures of merit of the polarimeter.

A first experiment on polarization measurement has been achieved on deuterons scattered by Calcium 40 and Carbon 12. It has allowed the determination, based for the first time on tensor observables, of signature for isoscalar spin flip on the 12.7 MeV excited state of Carbon 12.

Finally, an overview of the foreseen study of the reaction $H(p,d)pion$ and the elastic scattering electron-deuteron using POLDER, shows the opportunities opened by the achievement of such a device.

Remerciements

Je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse Serge KOX et ses collaborateurs Christophe FURGET et Eric VOUTIER pour leur accueil, leur aide précieuse dans mon travail, dans la préparation de cette thèse et dans la préparation de sa soutenance. Je crois que c'est une chance, pour un étudiant désirant se former à la recherche, de faire ses premiers pas dans ce groupe. Je les remercie de la confiance qu'ils m'ont témoignée et des responsabilités qu'ils m'ont offertes.

Je remercie tous les membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie et pour avoir juger favorablement mon travail.

Je remercie tous les collaborateurs qui ont participé aux différentes expériences avec POLDER, en particulier Marcel Morlet du laboratoire d'Orsay, Egle Tomasi du Laboratoire National SATURNE et Michel Garçon du DAPNIA pour leur aide tout au long de ce travail. Je remercie toutes les personnes du Laboratoire National SATURNE qui nous ont aidé pour les différentes expériences.

Je remercie toutes les personnes des services techniques qui m'ont aidé pendant ces années : André Maurice, L. Pitrot, le service informatique, le service acquisition et le service électronique pour leur patience et leurs compétences.

Je remercie l'ensemble du personnel de l'Institut des Sciences Nucléaire, avec à sa tête Monsieur Bernard Vignon, pour m'avoir accueilli pendant ces années.

Table des matières

Introduction	1
1 Formalisme général	5
1.1 Description de la polarisation	5
1.1.1 Rotations	5
1.1.2 Opérateurs tensoriels irréductibles	8
1.1.3 Opérateur et matrice densité	9
1.1.4 Polarisation d'un ensemble de particules	10
1.2 Description d'une réaction	15
1.2.1 Le repère d'hélicité	15
1.2.2 Matrice de diffusion	16
1.2.3 Matrice \mathbf{t}	17
1.2.4 Définition des observables de polarisation	18
1.3 Etude de la réaction $b(\vec{a}, c)d$	21
1.3.1 Expression de la section efficace	21
1.3.2 Mesure de pouvoirs d'analyse	23
1.3.3 Mesure de polarisation	25
2 Dispositif expérimental POLDER	29
2.1 Les polarimètres	29
2.2 Réaction d'échange de charge	31
2.3 Appareillage	37
2.3.1 POLDER (POLarimètre à DEuton de Recul)	38

2.3.2	Electronique et acquisition	45
2.3.3	Simulation	48
3	Expérience de calibration	51
3.1	Conditions d'expérience	51
3.1.1	La source de deutons et protons polarisés	52
3.1.2	Le polarimètre basse énergie	54
3.1.3	La ligne de faisceau SPES1	57
3.1.4	Prise de données	63
3.2	Analyse des événements enregistrés	65
3.2.1	Levée de l'ambiguïté	66
3.2.2	Informations temps de vol	72
3.2.3	Calcul du vertex de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$	77
3.2.4	Calcul du moment transféré et de l'angle φ	79
3.2.5	Calcul de l'énergie relative	84
3.2.6	Rejets dépendant des conditions de faisceau	87
3.2.7	Conclusion	89
3.3	Résultats de calibration	90
3.3.1	Section efficace et pouvoirs d'analyse	90
3.3.2	Résultats expérimentaux	93
3.3.3	Comportement du polarimètre	100
3.4	Mesure de polarisation	101
3.4.1	Principe de la mesure de polarisation	105
3.4.2	Polarisation du faisceau de calibration	105
4	Signature de transitions de spin	109
4.1	Introduction	109
4.2	Excitations multipolaires	111
4.2.1	Les transitions multipolaires	112
4.2.2	L'opérateur dipolaire magnétique	113
4.3	Excitation de spin isoscalaire	114

4.4	Signature des transitions de spin	115
4.4.1	Diffusion de protons	115
4.4.2	Diffusion de deutons	115
4.5	Mesures vectorielles avec POMME	116
4.5.1	Expérience sur le ^{12}C	117
4.5.2	Expérience sur le ^{40}Ca	119
4.6	Mesures tensorielles avec POLDER	119
4.6.1	Dispositif expérimental	120
4.6.2	Mesure des pouvoirs d'analyse	122
4.6.3	Mesure de la polarisation des deutons de recul	123
4.6.4	Résultats	125
4.7	Conclusions	128
5	Perspectives	131
5.1	Mesure de t_{20} dans la réaction $D(e, e' \vec{d})$	132
5.1.1	Introduction	132
5.1.2	La sonde électromagnétique	133
5.1.3	Observables de polarisation	135
5.1.4	Modèles	136
5.1.5	Utilisation de POLDER	139
5.2	Etude de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$	141
5.2.1	Introduction	141
5.2.2	Description de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$	142
5.2.3	Programme expérimental avec POLDER	143
	Conclusion	145
A	Matrices de rotation	147
A.1	Propriétés générales	147
A.2	Formule de Wigner	148
A.3	Cas particuliers	148

B	Opérateurs tensoriels	151
B.1	Tenseur d'ordre 0	151
B.2	Tenseur d'ordre 1	152
B.3	Tenseur d'ordre 2	152
C	Tenseurs cartésiens	153

Introduction

Dans beaucoup d'expériences, la détermination de la polarisation des particules en voie de sortie, permet d'obtenir des informations utiles sur les mécanismes de réaction en complétant le jeu d'observables usuellement mesurées. Dépendante de la faible contribution de spin dans les potentiels mis en jeu, les observables de polarisation sont essentielles pour la description et la compréhension, aux énergies intermédiaires, de la structure du nucléon, des systèmes à quelques nucléons ainsi que de l'interaction NN.

Parmi ces pôles d'intérêt, le deuton est une source privilégiée de connaissance puisqu'il constitue le premier état stable de la matière nucléaire. L'étude de ses trois facteurs de forme électromagnétiques contribue à identifier les mécanismes élémentaires de l'interaction nucléon-nucléon et à préciser le domaine de validité de l'approche conventionnelle nucléon-méson du noyau. Expérimentalement, trois observables sont nécessaires pour déterminer individuellement ces trois facteurs de forme. En particulier, la mesure d'une observable de polarisation tensorielle liée au deuton de recul dans la diffusion $D(e, e'\vec{d})$, en complément des mesures existantes des fonctions de structure $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$, permet de séparer les facteurs de forme électrique de charge et quadrupolaire. Ce sont en effet les facteurs de forme électriques qui sont les plus sensibles aux diverses corrections qui peuvent être apportées au modèle d'approximation d'impulsion, dans lequel le photon virtuel n'est échangé qu'avec un nucléon du deuton. Ces corrections : courants d'échange mésonique, composantes isobariques, effets relativistes et même degrés de liberté subnucléoniques, n'apportent des contributions significatives qu'à grand moment transféré, dans une région où le deuton de recul dispose d'une énergie cinétique supérieure à 150 MeV.

Dans un autre cadre de physique, l'étude des excitations isoscalaires de spin dans les noyaux, que ce soit sur les premiers états excités ou dans le continuum de la matière

nucléaire, fournit des contraintes importantes aux différents modèles décrivant la structure nucléaire. Du fait de son isospin nul, le deuton constitue une excellente sonde pour induire les transitions de spin isoscalaires. Pour signer un état excité du noyau cible créé par une transition $\Delta S=1$, il faut mesurer la polarisation tensorielle des deutons diffusés. Le manque de polarimètres tensoriels à deuton dans cette gamme d'énergie (400 MeV) a conduit à utiliser des approximations permettant de définir une signature des transitions de spin uniquement à partir de la mesure d'observables vectorielles. La validité des résultats de deux expériences effectuées sur des cibles de ^{12}C et ^{40}Ca , utilisant ces approximations, ne pouvait être vérifiée qu'au moyen de mesures d'observables de polarisation tensorielles liées à des deutons de 400 MeV.

Ces deux exemples (la liste n'étant pas exhaustive) nécessitent l'utilisation de polarimètres dont le principe est de mesurer la dépendance angulaire de la section efficace d'une réaction pour en déduire la polarisation de la particule incidente. Cette réaction d'analyse est propre au polarimètre et, en général, utilisable pour une particule déterminée dans une gamme d'énergie limitée.

La première partie de cette thèse expose la mise au point d'un polarimètre tensoriel à deuton de recul (POLDER) utilisable dans la gamme d'énergie comprise entre 175 et 500 MeV. Il est basé sur la réaction d'échange de charge $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ dont le comportement est bien reproduit théoriquement. Ce détecteur s'inscrit dans la continuité aux énergies intermédiaires des polarimètres tensoriels à deuton basés sur les réactions $^3\text{He}(\vec{d}, \text{p})^4\text{He}$ utilisable pour des énergies cinétiques jusqu'à 47 MeV, et du polarimètre AHEAD capable de mesurer la polarisation des deutons entre 120 et 250 MeV.

Construit au printemps 1991, POLDER a été calibré puis testé au cours de quatre expériences effectuées au laboratoire national SATURNE. Les résultats de la première expérience de test qui s'est déroulée en Juillet 1991, ont mis en évidence la validité générale de la conception très simple du détecteur. Ils ont aussi montré qu'un certain nombre de modifications étaient nécessaires. L'expérience de calibration qui a suivie en mars 1992 a été réalisée à 300 et 380 MeV. Ces derniers résultats ont permis la mesure de la polarisation des deutons de recul dans les réactions de spin-flip isoscalaire par diffusion sur des cibles de ^{40}Ca et ^{12}C à 380 MeV. La mesure sur le pic élastique du ^{40}Ca a permis de tester POLDER en retrouvant des valeurs de polarisation contraintes par l'invariance par renversement du

temps. L'expérience sur le niveau excité d'énergie 12.7 MeV du ^{12}C à 393 MeV avait pour but de déterminer exactement les signatures de spin-flip isoscalaire, et ainsi de valider les approximations nécessaires à l'obtention de cette signature par des mesures d'observables vectorielles.

Ces deux expériences ont montré que POLDER est un polarimètre tensoriel efficace, simple d'emploi et stable vis à vis des conditions d'expérience. De plus, l'analyse des résultats a permis d'améliorer certains éléments du polarimètre pour un rejet optimum du bruit de fond. La calibration définitive du détecteur a eu lieu en Juillet 1993 pour des énergies cinétiques deutons de 175 MeV et de 200 à 500 MeV par pas de 50 MeV.

Après une première partie consacrée au formalisme nécessaire à la description de la polarisation, la réaction d'échange de charge et le système de détection associé de POLDER sont présentés en détail dans le chapitre 2. L'analyse des données recueillies par le polarimètre est exposée chapitre 3 de même que la présentation des résultats de calibration qui sont comparés aux prédictions théoriques de l'approximation d'impulsion. Le chapitre 4 est consacré aux expériences de transitions de spin dans les noyaux et compare les résultats obtenus sur le ^{40}Ca et le ^{12}C à ceux des expériences faites avec des mesures de polarisation vectorielle. Enfin le chapitre 5 expose le programme de physique envisagé avec POLDER. Ainsi la mesure de la polarisation tensorielle des deutons, de 175 à 400 MeV, dans la diffusion élastique $D(e, e'd)$ permettra d'extraire individuellement les facteurs de forme électromagnétiques du deuton pour des moments transférés compris entre 4.5 et 6.2 fm $^{-1}$. Pour sa part, la mesure de la polarisation des deutons issus de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ aidera à la détermination de la totalité des amplitudes partielles liées au système πNN .

Ma contribution personnelle dans ce travail concerne le développement des programmes en ligne et d'analyse des données pour l'ensemble des expériences, ainsi que l'interprétation des résultats (chapitre 3 et 4). Elle concerne également l'adaptation de la simulation au programme d'analyse et les modifications apportées au polarimètre depuis sa construction (chapitre 2). Le travail contenu dans cette thèse sera présenté dans deux articles qui seront soumis pour publication au cours de l'année 1994. Il a aussi été largement utilisé pour définir deux propositions d'expérience soumise à Saturne et à CEBAF. Il a enfin fourni matière à plusieurs séminaires.

Chapitre 1

Formalisme général

Dans cette thèse, la polarisation et les expériences de polarisation tiennent un rôle essentiel tant du point de vu du formalisme que de la physique. Aussi, ce chapitre expose-t-il les méthodes utilisées pour la description d'expériences faisant intervenir le spin, son but étant la définition des observables de polarisation, et le calcul de la dépendance des sections efficaces polarisées en fonction de la polarisation des particules incidentes. Les principales références utilisées pour l'écrire sont les articles de M. Simonius [1] et de G. G. Ohlsen [2], et le livre de B. A. Robson [4]. Pour les matrices de rotation et les opérateurs tensoriels irréductibles, le livre de mécanique quantique de A. Messiah est souvent cité.

Tout au long de cette thèse nous utiliserons les notations et les systèmes de coordonnées fixées par la convention de Madison [3] pour décrire les phénomènes de polarisation

1.1 Description de la polarisation

1.1.1 Rotations

Rotations et moment cinétique

Une rotation d'espace $\mathfrak{R}_w(\varepsilon)$ d'angle ε (infinitement petit) autour de l'axe quelconque w est liée au moment cinétique total J du système par la relation :

$$R_w(\varepsilon) \simeq 1 - i\varepsilon(\vec{J} \cdot \vec{w}) \quad (1.1)$$

où $R_w(\varepsilon)$ est l'opérateur de rotation associé à $\mathfrak{R}_w(\varepsilon)$. Une rotation d'angle fini peut toujours être considérée comme une succession de rotations infinitésimales, son opérateur étant le produit des opérateurs de rotation infinitésimale :

$$R_w(\varphi) = e^{-i\varphi J_w} \quad \text{où} \quad J_w = \vec{J} \cdot \vec{w} \quad (1.2)$$

C'est un opérateur unitaire :

$$RR^\dagger = R^\dagger R = 1 \quad R^\dagger = R^{-1} \quad (1.3)$$

et la règle de transformation d'une observable A par rotation est donnée par :

$$A = R^\dagger A' R \quad \text{ou} \quad A' = R A R^\dagger \quad (1.4)$$

Une rotation quelconque, transformant le trièdre $Oxyz$ en $OXYZ$, peut se décomposer en trois rotations successives (figure 1.1) :

- (i) rotation $\mathfrak{R}_z(\alpha)$ d'angle α autour de Oz (Oy devient Ou)
- (ii) rotation $\mathfrak{R}_u(\beta)$ d'angle β autour de Ou (Oz devient OZ)
- (iii) rotation $\mathfrak{R}_Z(\gamma)$ d'angle γ autour de OZ (Ou devient OY)

qui définissent les angles d'Euler :

$$\alpha = (\widehat{Oy, Ou}) \quad \beta = (\widehat{Oz, OZ}) \quad \gamma = (\widehat{Ou, OY}). \quad (1.5)$$

A une rotation définie par ses angles d'Euler (α, β, γ) , sera associée un opérateur $R(\alpha \beta \gamma)$ défini par :

$$R(\alpha \beta \gamma) = R_Z(\gamma) R_u(\beta) R_z(\alpha)$$

qui s'exprime en fonction des composantes J_Z , J_u et J_z du moment cinétique par :

$$R(\alpha \beta \gamma) = e^{-i\gamma J_Z} e^{-i\beta J_u} e^{-i\alpha J_z}$$

En fait J_u est relié à J_y par une rotation d'angle α , et J_Z à J_z par deux rotations successives d'angle α et β . Il est donc possible d'exprimer cet opérateur uniquement en fonction des composantes du moment cinétique suivant les axes de coordonnées du référentiel initial :

$$R(\alpha \beta \gamma) = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} \quad (1.6)$$

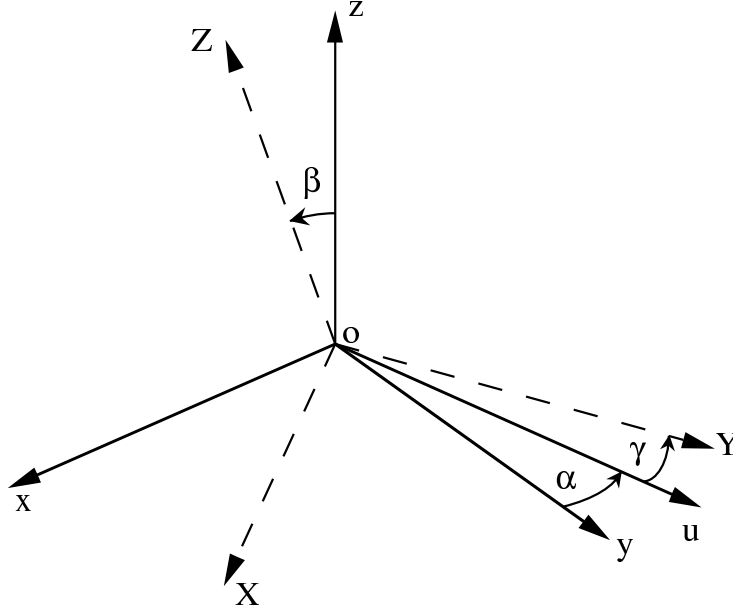


FIG. 1.1 – Rotation d'Euler.

Les matrices de rotation

Dans la base choisie $(|JM\rangle)$, l'opérateur $R(\alpha, \beta, \gamma)$ est représenté par une matrice de dimension $(2J + 1) \times (2J + 1)$ notée $R^{(J)}(\alpha \beta \gamma)$. Par définition, les éléments de cette matrice sont donnés par :

$$\begin{aligned} R_{MM'}^{(J)}(\alpha \beta \gamma) &= \langle JM | R(\alpha \beta \gamma) | JM' \rangle \\ &= \langle JM | e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} | JM' \rangle \end{aligned} \quad (1.7)$$

que l'on peut écrire (si l'axe de quantification est selon Oz) :

$$R_{MM'}^{(J)}(\alpha \beta \gamma) = e^{-i\alpha M} r_{MM'}^{(J)}(\beta) e^{-i\gamma M'} . \quad (1.8)$$

Dans la suite, à moins que nous ne le mentionnions explicitement, nous prendrons toujours l'axe de quantification colinéaire à Oz . Parmi les propriétés générales des matrices $R^{(J)}$ (Cf. annexe A), la rotation inverse est donnée par la relation :

$$\left[R^{(J)}(\alpha \beta \gamma) \right]^{-1} = R^{(J)}(-\gamma, -\beta, -\alpha) \quad (1.9)$$

Il est aisé de calculer $R_{MM'}^{(J)}(\alpha \beta \gamma)$ lorsque l'on connaît $r_{MM'}^{(J)}(\beta)$. Ces derniers éléments de matrice se calculent par la formule de Wigner (Cf. annexe A).

1.1.2 Opérateurs tensoriels irréductibles

Définition

Par définition, les $(2k+1)$ opérateurs T_{kq} ($q=-k, -k+1, \dots, k$) sont les composantes standard d'un opérateur tensoriel irréductible d'ordre k , $\mathbf{T}^{(k)}$, s'ils se transforment entre eux par rotation suivant la loi :

$$RT_q^{(k)}R^{-1} = \sum_{q'} T_{kq'} R_{q'q}^{(k)}. \quad (1.10)$$

Les opérateurs scalaires sont des opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre 0, alors que les opérateurs vectoriels sont des opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre 1. L'opérateur moment cinétique J est un exemple d'opérateur vectoriel, ses composantes dans la base standard étant J_+ , J_- , J_z .

Les $2k+1$ composantes T_{kq} d'un opérateur tensoriel irréductible $\mathbf{T}^{(k)}$ sont des opérateurs, chacun représenté par une matrice. Dans un espace de dimension $2J+1$, un opérateur tensoriel $\mathbf{T}^{(k)}$ est donc un ensemble de $2k+1$ matrices de dimension $(2J+1) \times (2J+1)$ (Cf. annexe B).

L'ordre k peut prendre des valeurs entières ou demi-entières. Cependant pour être associés à des grandeurs physiques, les opérateurs T_{kq} doivent être invariants dans une rotation de 2π : k doit donc être entier¹.

Propriétés

L'une des propriétés les plus intéressantes des opérateurs tensoriels irréductibles découle de leur définition (1.10) : dans une rotation, d'axe et d'angle quelconques, les composantes d'un opérateur tensoriel irréductible sont des combinaisons linéaires de ses composantes avant rotation. Notamment l'ordre du tenseur (k) n'est pas modifié.

Soit un opérateur tensoriel irréductible $\mathbf{T}^{(k)}$; le conjugué hermitique de $\mathbf{T}^{(k)}$, noté $\mathbf{S}^{(k)} = \mathbf{T}^{(k)\dagger}$, est un opérateur tensoriel irréductible d'ordre k , dont les $(2k+1)$ composantes vérifient² :

$$S_{kq} = (-)^q T_{k-q}^\dagger. \quad (1.11)$$

¹voir A. Messiah mécanique quantique tome 2 chapitre XIII

²Les définitions varient selon les auteurs. Celle choisie ici est celle de Messiah

Par conséquent, les composantes d'un opérateur tensoriel irréductible hermitique vérifieront la relation :

$$T_{kq} = (-)^q T_{k-q}^\dagger. \quad (1.12)$$

De plus les opérateurs tensoriels irréductibles doivent obéir au théorème de Wigner-Eckart³.

1.1.3 Opérateur et matrice densité

Définition

Considérons un système qui possède comme états possibles $|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle, \dots$, avec les probabilités p_1, p_2, \dots qui satisfont les relations :

$$\begin{cases} 0 \leq p_1, p_2, p_3 \dots \leq 1 \\ \sum_k p_k = 1 \end{cases}$$

On définit les opérateurs densité ρ_k des états $|\psi_k\rangle$ par :

$$\rho_k = |\psi_k\rangle\langle\psi_k| \quad (1.13)$$

qui sont des projecteurs sur les états $|\psi_k\rangle$. Par définition, l'opérateur densité du système, ρ , est la moyenne pondérée des opérateurs densité ρ_k :

$$\rho = \sum_k p_k \rho_k = \sum_k p_k |\psi_k\rangle\langle\psi_k| \quad (1.14)$$

où p_k sont les probabilités définies précédemment. Les états $|\psi_k\rangle$ forment une base quelconque qui n'est à priori pas orthonormée. Néanmoins, il est toujours possible de se ramener à une base de ce type en décomposant les vecteurs d'état $|\psi_k\rangle$ sur des vecteurs de base $\{|u_n\rangle\}$ orthonormés :

$$|\psi_k\rangle = \sum_n a_n^k |u_n\rangle$$

où a_n^k sont les composantes de $|\psi_k\rangle$ sur la base en question. L'opérateur ρ est alors représenté par une matrice appelée matrice densité, dont les éléments sont donnés par la relation :

$$\rho_{pn} = \langle u_p | \rho | u_n \rangle. \quad (1.15)$$

³voir A. Messiah mécanique quantique tome 2 p. 489

Propriétés

L'opérateur ρ est représenté par une matrice :

$$\text{Hermitique} \quad \rho_{pn} = \rho_{np}^* \quad (1.16 \text{ a})$$

$$\text{Définie positive} \quad 0 \leq \rho_{nn} \leq 1 \quad (1.16 \text{ b})$$

$$\text{De trace égale à 1} \quad \text{Tr}(\rho) = \sum_n \rho_{nn} = 1. \quad (1.16 \text{ c})$$

L'intérêt physique de l'opérateur densité est de contenir toutes les informations physiques (mesurables) du système. En effet, la valeur moyenne d'une observable quelconque A s'exprime en fonction de l'opérateur densité par la relation :

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A) \quad (1.17)$$

Nous allons voir en particulier que cette propriété établit le lien entre la matrice densité du système et les paramètres de polarisation d'un ensemble de particules.

1.1.4 Polarisation d'un ensemble de particules

Un ensemble polarisé de particules de spin S (par exemple un faisceau ou une cible) est un mélange statistique de plusieurs états $|\psi_k\rangle$ ayant des probabilités p_k , il peut donc être décrit par un opérateur densité ρ . Prenons, pour exemple, deux cas particuliers :

Etat pur ou complètement polarisé, toutes les particules sont dans le même état $|\psi_k\rangle$

($p_k=1, p_{i \neq k}=0$) :

$$\rho = |\psi_k\rangle\langle\psi_k| = \rho^2 \quad \text{et} \quad \text{Tr}(\rho^2) = 1$$

l'opérateur densité est alors un projecteur sur l'état $|\psi_k\rangle$.

Etat complètement dépolarisé les poids statistiques de tous les états sont identiques

et égaux à $\frac{1}{2S+1}$:

$$\rho = \sum_k |\psi_k\rangle \frac{1}{2S+1} \langle\psi_k| \quad \text{et} \quad \text{Tr}(\rho^2) = \frac{1}{2S+1}$$

Matrice densité et opérateurs tensoriels

Dans la représentation standard, les vecteurs $|\psi_k\rangle$ se décomposent suivant les vecteurs de base $|S\mu\rangle$:

$$|\psi_k\rangle = \sum_{\mu} a_{\mu}^k |S\mu\rangle. \quad (1.18)$$

S étant le spin des particules et μ la projection du spin suivant l'axe de quantification. La matrice ρ , de dimension $(2S+1) \times (2S+1)$, s'écrit alors :

$$\rho = \sum_{\mu\mu'} |S\mu\rangle a_{\mu}^k p_k a_{\mu'}^{k*} \langle S\mu'| = \sum_{\mu\mu'} |S\mu\rangle \rho_{\mu\mu'} \langle S\mu'| \quad (1.19)$$

La matrice densité dépend d'un petit nombre de paramètres faciles à déterminer. Cependant pour simplifier son comportement vis-à-vis de certaines transformations (changement de repère par rotation, précession du spin dans un champ magnétique, etc...), la convention de Madison [3] préconise sa décomposition sur un ensemble d'opérateurs tensoriels irréductibles $\mathcal{T}^{(k)}$ dont les éléments de matrice sont définis par :

$$(\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} = \sqrt{2S+1} (-1)^{S-\mu} \langle S\mu' S - \mu | kq \rangle \quad (1.20)$$

où $\langle S\mu' S - \mu | kq \rangle$ sont les coefficients de Clebsh-Gordan. En accord avec cette convention, la polarisation des particules est décrite par les paramètres de polarisation t_{kq} , définis comme la valeur moyenne de l'observable de polarisation \mathcal{T}_{kq} :

$$\begin{aligned} t_{kq} &= \frac{1}{\sqrt{2S+1}} \sum_{\mu\mu'} (-1)^{S-\mu} \langle S\mu' S - \mu | kq \rangle \rho_{\mu\mu'} \\ &= \sum_{\mu\mu'} (\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} \rho_{\mu\mu'} = \text{Tr}(\mathcal{T}_{kq} \rho) \end{aligned} \quad (1.21)$$

La relation inverse permet d'exprimer la matrice densité en fonction de ces paramètres :

$$\begin{aligned} \rho_{\mu\mu'} &= \frac{1}{\sqrt{2S+1}} \sum_{kq} (-1)^{S-\mu} \langle S\mu' S - \mu | kq \rangle t_{kq} \\ &= \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} (\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} t_{kq} \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq k \leq 2S \\ -k \leq q \leq k \end{array} \right. \quad (1.22)$$

ce qui conduit, grâce aux conditions d'hermité de la matrice ρ (1.16 a), à la relation :

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} t_{kq}^* \mathcal{T}_{kq} = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} t_{kq} \mathcal{T}_{kq}^{\dagger} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 \leq k \leq 2S \\ -k \leq q \leq k \end{array} \right. \quad (1.23)$$

L'opérateur densité a donc été décomposé sur un ensemble d'opérateurs tensoriels $(\mathcal{T}^{(0)}, \mathcal{T}^{(1)}, \mathcal{T}^{(2)}, \dots, \mathcal{T}^{(k)})$. Les coefficients t_{kq} sont les composantes de la matrice densité sur les matrices \mathcal{T}_{kq} . La matrice densité jouit donc des propriétés simples de transformation des opérateurs tensoriels irréductibles par rapport aux rotations (Cf. § 1.1.1.2).

Insistons sur le fait que les $\mathcal{T}^{(k)}$ sont des opérateurs tensoriels composés de $(2k+1)$ opérateurs notés \mathcal{T}_{kq} qui sont eux-mêmes des matrices de dimension $(2S+1) \times (2S+1)$. Par contre les $(2k+1)$ t_{kq} sont des *coefficients complexes*.

Propriétés des tenseurs $\mathbf{T}^{(k)}$

L'expression des matrices \mathcal{T}_{kq} est donnée par la relation (1.20) (Cf. annexe B). Puisque seuls les éléments de matrice vérifiant $q = \mu' - \mu$ sont non nuls (propriété des coefficients de Clebsh-Gordan), la composante de l'opérateur scalaire $\mathcal{T}^{(0)}$ est égale à la matrice unité⁴ :

$$(\mathcal{T}_{00})_{\mu'\mu} = \sqrt{2S+1}(-)^{S-\mu} \langle S\mu' S-\mu | 00 \rangle = \delta_{\mu\mu'} \quad \text{ou} \quad \mathcal{T}_{00} = \mathcal{I} \quad (1.24)$$

ce qui implique que $t_{00} = \text{Tr}(\rho)$ et d'après la relation 1.16 c :

$$t_{00} = 1. \quad (1.25)$$

La condition d'hermité (1.16 a) se traduit pour les paramètres de polarisation $\mathbf{t}^{(k)}$ par :

$$t_{kq}^* = (-)^q t_{k,-q} \quad (\text{les } t_{k0} \text{ sont donc réels}) \quad (1.26)$$

ce qui permet de récrire la relation (1.23) sous la forme :

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} (-)^q t_{k,-q} \mathcal{T}_{kq} \quad (1.27)$$

Rotation de la matrice densité

Soit ρ' le transformé de ρ par la rotation $R(\alpha\beta\gamma)$. Les propriétés de rotation des opérateurs tensoriels irréductibles $\mathcal{T}^{(k)}$ (1.10) permettent d'exprimer ρ' sous la forme :

$$\rho' = R\rho R^{-1} = \sum_{kq} \frac{1}{2S+1} t_{kq}^* \left(\sum_{q'} R_{q'q}^k \mathcal{T}_{kq'} \right)$$

⁴En effet le rang de l'opérateur scalaire est nul, donc seule la composante $q=0$ existe, donc $\mu = \mu'$.

$$\begin{aligned}
&= \sum_{kqq'} \frac{1}{2S+1} t_{kq}^* R_{q'q}^k \mathcal{T}_{kq'} \\
&= \sum_{kq'} \frac{1}{2S+1} \left(\sum_q t_{kq}^* R_{q'q}^k \right) \mathcal{T}_{kq'}.
\end{aligned} \tag{1.28}$$

Il est équivalent d'appliquer la rotation sur les opérateurs \mathcal{T}_{kq} ou sur les paramètres t_{kq} . Dans le second cas ρ' s'écrit :

$$\rho' = \sum_{kq} \frac{1}{2S+1} t_{kq}'^* \mathcal{T}_{kq} \tag{1.29}$$

Des équations (1.28) et (1.29), on tire la loi de transformation, par rotation, des paramètres de polarisation t_{kq} :

$$t'_{kq} = \sum_{q'} R_{qq'}^{*k} t_{kq'} = \sum_{q'} t_{kq'} R_{q'q}^k (-\gamma, -\beta, -\alpha) \tag{1.30}$$

qui fait intervenir la rotation inverse. *Notons que la rotation $R(\alpha \beta \gamma)$ est celle de la matrice ρ , donc du système physique. Dans le cas où la rotation agit sur les axes de référence, la relation (1.30) fait intervenir la rotation elle-même, et non son inverse.*

La condition d'hermité de la matrice ρ (1.16 a) limite celle-ci à $(2S+1)^2$ paramètres réels indépendants. La condition sur la trace ramène ce nombre de paramètres à $4S(S+1)$. Lorsque le système possède des propriétés d'invariance, le nombre de paramètres nécessaires à la description de la polarisation se réduit encore.

Propriétés d'invariance par rotation

Invariance par rotation Un système invariant sous une rotation d'angle et d'axe quelconque est complètement dépolarisé. En effet, cela ne peut se produire que si :

$$t_{kq} = 0 \quad \text{pour } k \neq 0. \tag{1.31}$$

L'opérateur densité s'exprime uniquement en fonction de \mathcal{T}_{00} qui est un opérateur scalaire. Autrement dit, un faisceau non polarisé est décrit par un seul paramètre de polarisation $t_{00} = 1$ ($k = q = 0$).

Symétrie axiale Il est intéressant d'étudier le cas où le système est invariant par rotation autour d'un axe donné. Si le repère est choisi de sorte que l'axe de symétrie coïncide avec Oz (qui est aussi l'axe de quantification) la relation (1.30) devient :

$$t_{kq} = t'_{kq} = e^{i\alpha q} t_{kq} \quad (1.32)$$

et donc :

$$t_{kq} = 0 \quad \text{pour } q \neq 0. \quad (1.33)$$

Il en résulte que dans un référentiel où le système est invariant par rotation autour de l'axe z , la matrice densité est diagonale (les matrices \mathcal{T}_{k0} étant diagonales).

Il faut noter que si pour un spin $\frac{1}{2}$ il est toujours possible de trouver un référentiel dans lequel le système possède un axe de symétrie de rotation, ce n'est en général pas le cas pour un spin $S \geq 1$.

Un cas particulier existe pour un faisceau de particules de spin 1 dont la polarisation est créée au sein d'une source par un champ magnétique \vec{B} , puisque dans ce cas celle-ci possède un axe de symétrie qui est la direction du champ en question. La description de la polarisation dans un repère où l'axe de quantification Oz est colinéaire à l'axe de symétrie est particulièrement simple. Dans ce repère, appelé **repère de la source**, le système, ainsi que la matrice ρ , sont invariants par rotation autour de Oz . La relation 1.33 implique que seuls les paramètres de polarisation t_{k0} sont non nuls. Dans ce repère la matrice ρ est donc diagonale et l'équation 1.27 se réécrit :

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_k t_{k0} \mathcal{T}_{k0} \quad (1.34)$$

Nous appellerons par la suite ρ_{10} et ρ_{20} les paramètres de polarisation d'un faisceau de spin 1 à la sortie de l'accélérateur exprimés dans le repère de la source.

Tenseurs cartésiens

Les tenseurs cartésiens sont souvent utilisés, pour des spins $S \leq 1$, à la place des tenseurs irréductibles (que l'on nomme aussi tenseurs sphériques eu égard à leurs propriétés par rapport aux rotations). L'avantage de cette représentation est d'avoir une

interprétation géométrique simple de la polarisation pour $S=1/2$, et d'être relativement bien adaptée aux expériences de transfert de polarisation [2]. Les paramètres de polarisation pour $k=1$ sont définis par :

$$\vec{P} = \frac{1}{S} \text{Tr}(\vec{S}\rho) \quad (1.35)$$

où \vec{S} sont les opérateurs de spin (pour $S=1/2$, $\vec{\sigma}=2\vec{S}$ sont les matrices de Pauli), et \vec{P} est un ensemble de trois nombres complexes (P_x, P_y, P_z). Pour $k=2$, les composantes sont notées : $P_{xx}, P_{yy}, P_{zz}, P_{xy}, P_{xz}$, etc.

Les relations entre les composantes cartésiennes et sphériques sont données par la convention de Madison et sont détaillées dans l'annexe C.

1.2 Description d'une réaction

Nous avons vu jusqu'à présent les outils permettant de décrire la polarisation d'un faisceau polarisé de particules identiques (opérateurs tensoriels irréductibles et matrice densité). La suite de ce chapitre décrit la polarisation de une ou plusieurs particules liées à une réaction nucléaire, et l'interdépendance entre mécanisme de réaction et polarisation des particules initiales et finales. Nous nous limiterons aux réactions du type :

$$a + b \rightarrow c + d \quad \text{ou} \quad b(a, c)d. \quad (1.36)$$

qui sont les plus couramment traitées [1, 4] et qui nous concernent directement. Pour décrire les observables de polarisation liées à ce genre de réaction, il est usuel et commode d'utiliser comme référentiel le repère d'hélicité, défini soit dans le système du centre de masse, soit dans le système du laboratoire.

1.2.1 Le repère d'hélicité

Dans le repère d'hélicité, l'axe z est choisi individuellement pour chaque particule de la réaction dans la direction de son impulsion et donc plusieurs référentiels sont nécessaires. L'axe y est le même pour toutes les particules et est colinéaire à $\vec{P}_i \wedge \vec{P}_f$ où \vec{P}_i et \vec{P}_f sont les impulsions des particules initiales et finales. L'axe x est choisi de façon à former un trièdre orthonormé direct (figure 1.2). Les axes z et x sont dans le plan de réaction (défini

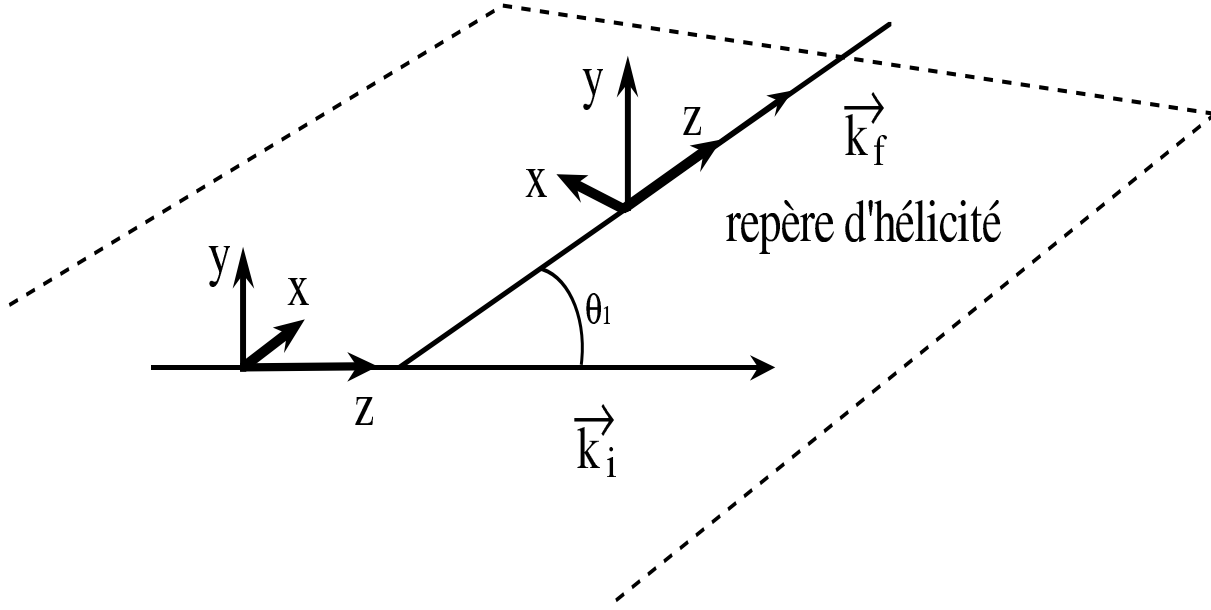


FIG. 1.2 – Repère d'hélicité.

par \vec{P}_i, \vec{P}_f) alors que l'axe y lui est normal. Ces référentiels sont définis dans le système du centre de masse ou dans celui du laboratoire selon que l'on prenne les impulsions dans l'un ou dans l'autre repère. Pour des réactions du type (1.36), on définit ainsi quatre repères d'hélicité, un pour chaque particule. Dans le système du laboratoire, lorsque la cible est au repos, on définit l'axe Oz du repère d'hélicité attaché à cette particule dans le sens opposé à la direction du faisceau incident.

La description de la polarisation initiale se fait dans le repère d'hélicité où l'axe z est parallèle à l'impulsion de la particule incidente. La polarisation finale s'exprime dans le repère d'hélicité où l'axe z est colinéaire à l'impulsion de la particule sortante.

1.2.2 Matrice de diffusion

La section efficace non polarisée sera notée $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{n.p.}$, où l'angle θ est l'angle de diffusion, mesuré entre les impulsions des particules a et c . Soit ρ_a la matrice densité du faisceau incident dans le repère d'hélicité :

$$\rho_a = \frac{1}{2s_a + 1} \sum_{k_a q_a} (-)^{q_a} t_{k_a - q_a} \mathcal{T}_{k_a q_a} \quad (1.37)$$

et ρ_b la matrice densité de la cible dans le même repère :

$$\rho_b = \frac{1}{2s_b + 1} \sum_{k_b q_b} (-)^{q_b} t_{k_b - q_b} \mathcal{T}_{k_b q_b} \quad (1.38)$$

La matrice densité de l'état initial, de dimension $(2s_a + 1) \times (2s_b + 1)$, s'exprime en fonction de ρ_a et ρ_b par :

$$\rho_i = \rho_a \otimes \rho_b = \frac{1}{(2s_a + 1)(2s_b + 1)} \sum_{k_a q_a k_b q_b} (-)^{q_a + q_b} t_{k_a - q_a} t_{k_b - q_b} \mathcal{T}_{k_a q_a} \otimes \mathcal{T}_{k_b q_b} \quad (1.39)$$

où \otimes est le produit tensoriel usuel. On définit la matrice de diffusion $M(\theta)$ de dimension $(2s_a + 1)(2s_b + 1) \times (2s_c + 1)(2s_d + 1)$ par :

$$\rho_f = \rho_c \otimes \rho_d = M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta) \quad (1.40)$$

où θ est l'angle de diffusion, et ρ_f est la matrice densité dans l'état final dont la dimension est $(2s_c + 1) \times (2s_d + 1)$. La normalisation de $M(\theta)$ a été choisie de telle sorte que :

$$Re \left\{ Tr \left(M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta) \right) \right\} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \quad (1.41)$$

On peut remarquer que grâce à cette normalisation, $Tr(MM^\dagger)$ est égale, au facteur $(2s_a + 1)(2s_b + 1)$ près, à la section efficace de la réaction avec un état initial non polarisé :

$$Re \left\{ Tr(M(\theta) M^\dagger(\theta)) \right\} = (2s_a + 1)(2s_b + 1) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \quad (1.42)$$

1.2.3 Matrice \mathbf{t}

On définit la matrice \mathbf{t} dont les éléments, qui représentent les observables de polarisation, sont définis par :

$$t_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b} = \frac{Tr \left(\mathcal{T}_{k_c q_c k_d q_d} M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{Tr \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad (1.43)$$

où :

$$\mathcal{T}_{k_a q_a k_b q_b} = \mathcal{T}_{k_a q_a} \otimes \mathcal{T}_{k_b q_b} \quad \text{et} \quad \mathcal{T}_{k_c q_c k_d q_d} = \mathcal{T}_{k_c q_c} \otimes \mathcal{T}_{k_d q_d} \quad (1.44)$$

Cette matrice est normalisée de telle sorte que :

$$t_{0000}^{0000} = \mathcal{I} \quad (1.45)$$

Nous avons vu que lorsqu'un ensemble de particules est non polarisé le seul terme non nul est \mathcal{T}_{00} . Dans la suite pour simplifier la notation, lorsque nous aurons à utiliser un produit tensoriel qui fait intervenir la matrice unité (ou \mathcal{T}_{00}), on adoptera la convention d'écriture :

$$\mathcal{T}_{kq} \otimes \mathcal{T}_{00} = \mathcal{T}_{kq}$$

Les propriétés de la matrice \mathfrak{t} découlent des relations de symétrie des opérateurs \mathcal{T}_{kq} .

Conjugaison hermétique. L'hermité des opérateurs tensoriels irréductible entraîne :

$$\mathfrak{t}_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b *} = (-)^{\Sigma q} \mathfrak{t}_{k_c - q_c k_d - q_d}^{k_a - q_a k_b - q_b} \quad (1.46)$$

Invariance par parité. Si la parité est conservée dans la réaction, on a la relation :

$$\mathfrak{t}_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b} = (-)^{\Sigma(k+q)} \mathfrak{t}_{k_c - q_c k_d - q_d}^{k_a - q_a k_b - q_b} \quad (1.47)$$

Invariance par renversement du temps. Cette propriété de symétrie implique :

$$\mathfrak{t}_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b} (\theta; \vec{b}(\vec{a}, \vec{c}) \vec{d}) = (-)^{\Sigma q} \mathfrak{t}_{k_a q_a k_b q_b}^{k_c q_c k_d q_d} (\theta; \vec{d}(\vec{c}, \vec{a}) \vec{b}) \quad (1.48)$$

1.2.4 Définition des observables de polarisation

Les observables seront définies pour des processus du type 1.36, et feront toutes référence au repère d'hélicité. En accord avec la convention de Madison, une particule dont l'état de polarisation est mesuré, sera repérée par une flèche (\vec{a}). Les particules non repérées par une flèche, peuvent être ou non polarisées, mais leur polarisation n'est pas considérée. Par exemple, lorsque l'on notera $\mathfrak{t}_{0000}^{k_a q_a 00}$ (pour la réaction $b(\vec{a}, c)d$), on ne considèrera que la polarisation de la particule a , même si la polarisation des autres particules n'est pas nulle. Cela signifiera aussi que l'observable $\mathfrak{t}_{0000}^{k_a q_a 00}$ (par exemple) ne dépendra, par définition, que de la polarisation de la particule a .

Les pouvoirs polarisants (ou la **polarisation**) de la réaction, notés généralement $t_{kq}(\theta)$, sont définis comme la polarisation des particules sortantes créées avec un *état initial*

non polarisé. Dans une réaction où seule la polarisation de la particule c est mesurée, les pouvoirs polarisants sont donnés par :

$$t_{k_c q_c} \equiv t_{k_c q_c 00}^{0000} = \frac{\text{Tr} \left(M^\dagger(\theta) \mathcal{T}_{k_c q_c} M(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(a, \vec{c})d \quad (1.49)$$

Si par contre on mesure la polarisation de la particule d exclusivement, les pouvoirs polarisants s'expriment par :

$$t_{k_d q_d} \equiv t_{00 k_d q_d}^{0000} = \frac{\text{Tr} \left(M^\dagger(\theta) \mathcal{T}_{k_d q_d} M(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(a, c)\vec{d} \quad (1.50)$$

Les pouvoirs d'analyse (ou **tenseurs d'efficacité**) de la réaction notés $T_{kq}(\theta)$ sont définis par la dépendance de la section efficace différentielle polarisée vis-à-vis de la polarisation d'une seule particule initiale (faisceau *ou* cible) et dans le cas où aucune mesure de polarisation n'est effectuée en voie de sortie. Dans une réaction où le faisceau est polarisé, les pouvoirs d'analyse (notés $T_{k_a q_a}$) sont définis par :

$$T_{k_a q_a}^* \equiv t_{0000}^{k_a q_a 00} = \frac{\text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(\vec{a}, c)d \quad (1.51)$$

Dans le cas où la cible est polarisée, on a :

$$T_{k_b q_b}^* \equiv t_{0000}^{00 k_b q_b} = \frac{\text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } \vec{b}(a, c)d \quad (1.52)$$

Les coefficients de transfert de polarisation de la réaction, notés en général $t_{kq}^{k'q'}(\theta)$, sont définis par la dépendance de la polarisation sortante en fonction de la polarisation entrante dans le cas où une seule particule dans la voie d'entrée et une seule particule dans la voie de sortie sont polarisées. Ces coefficients de transfert de polarisation font intervenir les couples de particules (a, c) , (b, d) , (b, c) ou (a, d) :

$$t_{k_c q_c}^{k_a q_a} \equiv t_{k_c q_c 00}^{k_a q_a 00} = \frac{\text{Tr} \left(\mathcal{T}_{k_c q_c} M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(\vec{a}, \vec{c})d \quad (1.53)$$

$$t_{k_d q_d}^{k_b q_b} \equiv t_{00 k_d q_d}^{00 k_b q_b} = \frac{\text{Tr} \left(\mathcal{T}_{k_d q_d} M(\theta) \mathcal{T}_{k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } \vec{b}(a, c)\vec{d} \quad (1.54)$$

$$t_{k_c q_c}^{k_b q_b} \equiv \mathfrak{t}_{k_c q_c 00}^{00 k_b q_b} = \frac{\text{Tr} \left(\mathcal{T}_{k_c q_c} M(\theta) \mathcal{T}_{k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } \vec{b}(a, \vec{c})d \quad (1.55)$$

$$t_{k_d q_d}^{k_a q_a} \equiv \mathfrak{t}_{00 k_d q_d}^{k_a q_a 00} = \frac{\text{Tr} \left(\mathcal{T}_{k_d q_d} M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(\vec{a}, c)\vec{d} \quad (1.56)$$

Les coefficient de corrélation de spin de la réaction notés :

$$t_{k_a q_a k_b q_b}^{k_c q_c k_d q_d}(\theta) \quad \text{ou} \quad t_{k_c q_c k_d q_d}(\theta) \quad (1.57)$$

sont définis par la corrélation entre les spins des deux particules dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie. Dans une réaction où le faisceau et la cible sont polarisés, les coefficients de corrélation de spin s'expriment par :

$$t_{k_a q_a k_b q_b}^{k_c q_c k_d q_d} \equiv \mathfrak{t}_{0000}^{k_a q_a k_b q_b} = \frac{\text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } \vec{b}(\vec{a}, c)d \quad (1.58)$$

dans le cas où on ne mesure que la polarisation des deux particules sortantes à l'exception de toutes autres on a :

$$t_{k_c q_c k_d q_d} \equiv \mathfrak{t}_{k_c q_c k_d q_d}^{0000} = \frac{\text{Tr} \left(M^\dagger(\theta) \mathcal{T}_{k_c q_c k_d q_d} M(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(a, \vec{c})\vec{d} \quad (1.59)$$

Invariance par renversement du temps Les relations de symétrie d'invariance par renversement du temps et d'invariance par parité de la matrice \mathfrak{t} (Cf. relations 1.47 et 1.48) entraînent que les pouvoirs d'analyse d'une réaction sont égaux à la polarisation de l'état final de la réaction inverse dont l'état initial n'est pas polarisé :

$$t_{k_c q_c}(\theta; b(a, \vec{c})d) = (-)^{k_c + q_c} T_{k_c q_c}(\theta; d(\vec{c}, a)b) . \quad (1.60)$$

Notons la différence essentielle qui existe entre la polarisation du faisceau incident $t_{k_a q_a}$, et les observables de polarisation $\mathfrak{t}_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b}$: Toutes les observables de polarisation définies plus haut sont des constantes physiques, dépendant de la nature de l'interaction, donc associées aux propriétés d'un processus donné. Par contre la polarisation de l'état initial est choisie par l'expérimentateur lorsque le faisceau sort de l'accélérateur, ou dépend d'un processus physique antérieur lorsque la polarisation du faisceau est produite dans une réaction primaire.

1.3 Etude de la réaction $b(\vec{a}, c)d$

Dans le cadre de cette thèse, qui décrit un polarimètre à deuton (spin 1), nous allons développer deux cas particuliers de mesure faisant intervenir la polarisation des particules initiales uniquement : les **expériences de mesure de pouvoirs d'analyse**, et les **expériences de mesure de polarisation**. Le chapitre 4 décrit une expérience faisant intervenir les coefficients de transfert de polarisation, mais pour une étude plus détaillée, le lecteur pourra consulter les références [1, 2, 4, 5], par exemple, ou encore [6] plus particulièrement consacré aux expériences de transfert de polarisation.

Par la suite nous étudierons exclusivement les réactions du type $b(\vec{a}, c)d$ (faisceau incident polarisé, cible non polarisée). Avec une cible polarisée les relations se généralisent sans difficulté en introduisant les paramètres $t_{k_b q_b}$ et les tenseurs $\mathcal{T}_{k_b q_b}$ dans la matrice densité initiale.

La première partie développe, dans le cas d'un spin quelconque puis dans le cas particulier du spin 1, la section efficace polarisée dont la mesure permet de déterminer soit les pouvoirs d'analyse de la réaction si la polarisation incidente est connue, soit la polarisation du faisceau incident si ce sont les pouvoirs d'analyse qui sont connus. La seconde partie est consacrée à l'étude détaillée de ces deux expériences pour des particules de spin 1.

1.3.1 Expression de la section efficace

Particules de spin quelconque

La section efficace polarisée est définie par (Cf. relation 1.41) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \text{Re} \{ \text{Tr}(\rho_f) \} = \text{Re} \left\{ \text{Tr} \left(M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta) \right) \right\} \quad (1.61)$$

En remplaçant dans cette relation la matrice densité par son expression en fonction des tenseurs $\mathcal{T}_{k_a q_a}$:

$$\rho_i = \frac{1}{2s_a + 1} \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger \quad (1.62)$$

on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{2s_a + 1} \text{Re} \left\{ \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} \text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right) \right\} \quad (1.63)$$

ce qui conduit grâce à 1.42 et 1.51 à la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} T_{k_a q_a}^* \right\}. \quad (1.64)$$

La section efficace polarisée dépend donc linéairement des paramètres de polarisation t_{kq} , donc de la matrice densité initiale. Cette relation est générale et reste valable quel que soit le spin des particules. La valeur du spin n'intervient que pour restreindre la sommation sur k et q . Le nombre de termes dans l'équation 1.64 est réduit par les relations de symétrie de la matrice \mathbf{t} . La condition d'hermité 1.46 et la conservation de la parité 1.47 entraînent pour les pouvoirs d'analyse les relations :

$$T_{kq}^* = (-)^q T_{k-q} \quad \text{et} \quad T_{kq} = (-)^{k+q} T_{k-q} \quad (1.65)$$

La combinaison des deux relations peut s'écrire :

$$T_{kq}^* = (-)^k T_{kq} = \begin{cases} T_{kq} \text{ réel pour } k \text{ pair} \\ T_{kq} \text{ imaginaire pur pour } k \text{ impair} \end{cases} \quad (1.66)$$

En particulier $T_{10}^* = T_{10} = 0$.

Particules de spin 1

La matrice densité définie par :

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} (-)^q t_{k-q} \mathcal{T}_{kq} \begin{cases} 0 \leq k \leq 2S \\ -k \leq q \leq k. \end{cases} \quad (1.67)$$

est de dimension 3×3 ($2S+1 = 3$), et s'exprime en fonction d'un opérateur scalaire ($\mathcal{T}^{(0)}$), d'un opérateur vectoriel ($\mathcal{T}^{(1)}$), et d'un opérateur tensoriel d'ordre 2 ($\mathcal{T}^{(2)}$) :

$$\rho = \frac{1}{3} \sum_{k=0}^2 \sum_{q=-k}^k t_{kq} \mathcal{T}_{kq} \quad (1.68)$$

En explicitant les matrices représentant les opérateurs tensoriels irréductibles (Cf. annexe B), la matrice densité s'écrit dans la base standard :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}} (t_{1-1} + t_{2-1}) & \sqrt{3} t_{2-2} \\ -\sqrt{\frac{3}{2}} (t_{11} + t_{21}) & 1 - \sqrt{2} t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}} (t_{1-1} - t_{2-1}) \\ \sqrt{3} t_{22} & -\sqrt{\frac{3}{2}} (t_{11} - t_{21}) & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} \end{pmatrix} \quad (1.69)$$

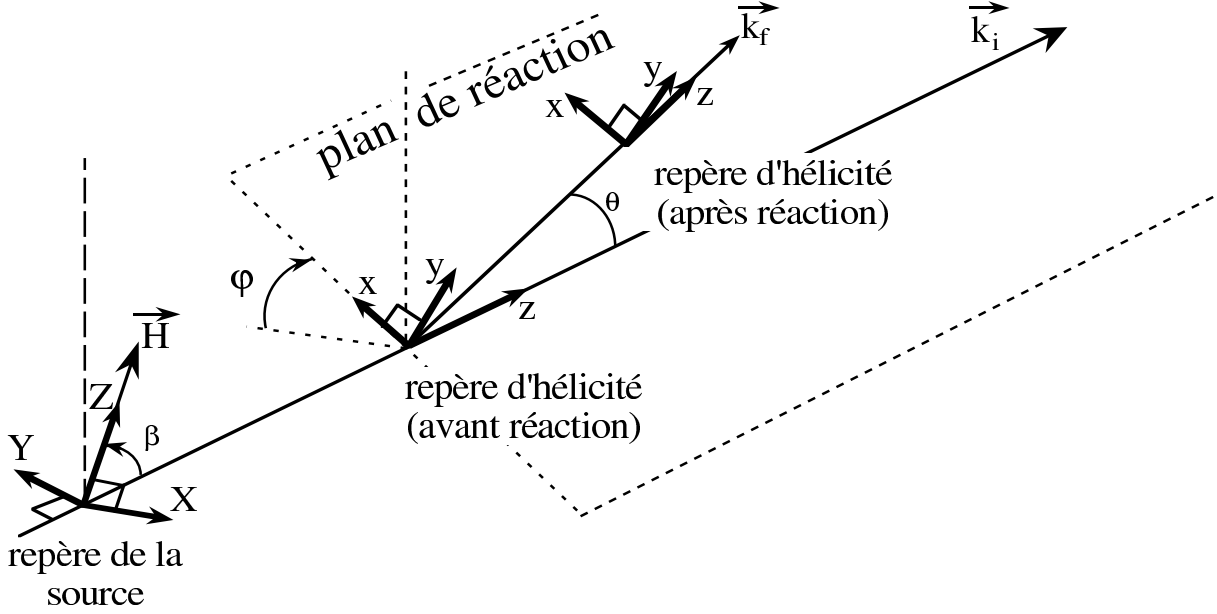


FIG. 1.3 – Passage du repère de la source au repère d'hélicité de la réaction.

La section efficace avec un état initial polarisé (faisceau ou cible) s'écrit pour un spin 1 (Cf. relation 1.64) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{k_a=0}^2 \sum_{q_a=-k}^k t_{k_a q_a} T_{k_a q_a}^* \right\}. \quad (1.70)$$

Les relations 1.65 et 1.66 permettent de réduire cette expression en imposant :

$$\begin{aligned} T_{1-1}^* &= -T_{11} & T_{10}^* &= T_{10} = 0 & T_{11}^* &= -T_{11} \\ T_{2-2}^* &= T_{22} & T_{2-1}^* &= -T_{21} & T_{20}^* &= T_{20} & T_{21}^* &= T_{21} & T_{22}^* &= T_{22} \end{aligned} \quad (1.71)$$

Les pouvoirs d'analyse T_{2q} étant réels et T_{11} imaginaire pur, il est commode d'introduire le facteur $-i^2$ dans le terme en T_{11} . La section efficace polarisée devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \operatorname{Re} \left\{ \left(1 + (it_{1-1} + it_{11})iT_{11} + t_{20}T_{20} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (t_{21} - t_{2-1})T_{21} + (t_{22} + t_{2-2})T_{22} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.72)$$

1.3.2 Mesure de pouvoirs d'analyse

Ces expériences se déroulent directement à la sortie d'un accélérateur, ce qui permet de choisir à la fois la polarisation du faisceau et l'énergie des particules incidentes. La

polarisation d'un faisceau produit par une source possède un axe de symétrie et est décrite dans le repère de la source (Cf. § 1.1.1.4) où l'axe de quantification OZ est colinéaire à l'axe de symétrie. Aucune convention ne précisant les autres axes nous prendrons l'axe OY normal au plan défini par OZ et \vec{P} , où \vec{P} est l'impulsion de la particule (figure 1.3). L'axe OX est choisi de telle sorte que le trièdre soit direct et orthonormé. En général l'axe de symétrie de la polarisation d'un faisceau produit par une source est perpendiculaire aux champs magnétiques de l'accélérateur, afin d'éviter une précession du spin et donc une dépolarisation. Cependant, il est possible de modifier la direction de l'axe de symétrie après accélération, grâce à l'utilisation de dipôles (et éventuellement de solénoïdes). De telles manipulations du spin sont décrites dans le chapitre suivant et nous prendrons, dans ce paragraphe, le cas général d'un axe de symétrie quelconque.

Dans le repère de la source, les paramètres de polarisation obéissent à la relation :

$$t_{kq} = 0 \quad \text{pour } q \neq 0. \quad (1.73)$$

Cela implique que seuls les paramètres t_{10} et t_{20} (notés ρ_{10} et ρ_{20} par la suite) sont non nuls. La matrice densité est alors diagonale (notons au passage que ρ_{10} et ρ_{20} sont réels) :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} & 0 & 0 \\ 0 & 1 - \sqrt{2} \rho_{20} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} \end{pmatrix} \quad (1.74)$$

Comme les observables de polarisation sont définies dans le repère d'hélicité, il faut exprimer la section efficace (donnée par la relation 1.72) dans ce repère et donc exprimer les paramètres de polarisation t_{kq} en fonction de leur valeur dans le repère de la source. Le passage du repère de la source ($OXYZ$) au repère d'hélicité ($Oxyz$) se fait par une rotation d'angle $(\alpha \beta \gamma) = (0, \beta, \frac{\pi}{2} + \varphi)$ (figure 1.3) où les angles β et φ sont définis par :

$$\beta = (\widehat{OZ}, \widehat{Oz}) \quad \varphi = (\widehat{OY}, \widehat{Oy}) - \frac{\pi}{2}.$$

φ est en fait l'angle entre la composante transverse de l'axe de symétrie de la polarisation et l'axe Oy du repère d'hélicité. L'expression des paramètres de polarisation t_{kq} dans le repère d'hélicité est donnée par la loi de transformation 1.30 et l'annexe A :

$$t'_{kq} = \sum_{q'} t_{kq'} R_{q'q}^k(0, \beta, \frac{\pi}{2} + \varphi) = \rho_{k0} e^{-i(\frac{\pi}{2} + \varphi)q} r_{0q}^k(\beta) \quad (1.75)$$

$t_{00} = 1$	$t_{2-2} = -\sqrt{\frac{3}{8}} \rho_{20} \sin^2 \beta e^{2i\varphi}$
$t_{1-1} = -i\sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{10} \sin \beta e^{i\varphi}$	$t_{2-1} = -i\sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin \beta \cos \beta e^{i\varphi}$
$t_{10} = \rho_{10} \cos \beta$	$t_{20} = \frac{1}{2} \rho_{20} (3 \cos^2 \beta - 1)$
$t_{11} = -i\sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{10} \sin \beta e^{-i\varphi}$	$t_{21} = -i\sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin \beta \cos \beta e^{-i\varphi}$
	$t_{22} = -\sqrt{\frac{3}{8}} \rho_{20} \sin^2 \beta e^{-2i\varphi}$

TAB. 1.1 – Relation entre les paramètres de polarisation exprimés dans le repère de la source et le repère d'hélicité.

il est important de noter que la rotation n'agit pas sur le système physique mais sur le référentiel, ce qui fait intervenir la rotation inverse. On peut alors exprimer la section efficace (relation 1.72) en fonction de ρ_{10} et ρ_{20} (Cf. tableau 1.1) :

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} \sin \beta \cos \varphi i T_{11}(\theta) \right. \\
& + \rho_{20} \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2} T_{20}(\theta) - \sqrt{6} \rho_{20} \sin \beta \cos \beta \sin \varphi T_{21}(\theta) \\
& \left. - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin^2 \beta \cos 2\varphi T_{22}(\theta) \right) \quad (1.76)
\end{aligned}$$

Les angles β et φ dépendent de la direction de l'axe de symétrie du faisceau incident, et n'ont donc rien à voir avec l'angle de diffusion θ ou avec le processus d'interaction de la réaction.

Dans ce type d'expérience, la polarisation du faisceau incident est connue. La mesure de la section efficace polarisée permet donc, si on a un moyen de connaître la section efficace non polarisée, de déterminer les pouvoirs d'analyse de la réaction. Il s'agit donc de mesures physiques associées à la réaction d'analyse.

1.3.3 Mesure de polarisation

Lorsque le faisceau incident polarisé est issu d'une réaction primaire, la matrice densité est exprimée dans le repère d'hélicité liée à cette première diffusion. Le passage du référentiel d'hélicité de la réaction primaire au référentiel d'hélicité de la diffusion secondaire (celle que l'on cherche à décrire) se fait par une rotation d'angle $(\alpha \beta \gamma) = (00\varphi)$

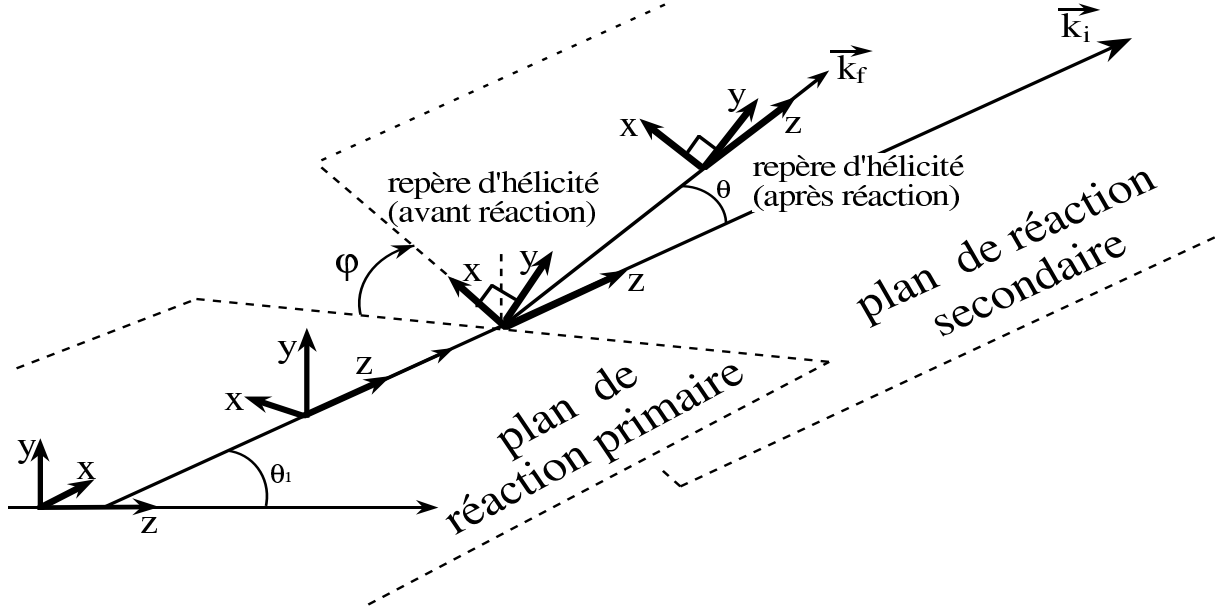


FIG. 1.4 – Passage du repère d'hélicité de la réaction primaire au repère d'hélicité de la réaction du polarimètre.

(figure 1.4). L'angle φ est alors l'angle que font les deux plans de réactions :

$$\varphi = (\widehat{OY}, Oy) \quad XYZ \text{ étant le premier repère}$$

Soient t'_{kq} les paramètres de polarisation dans le repère d'hélicité primaire, et t_{kq} les paramètres de polarisation dans le repère d'hélicité de notre réaction, ils sont reliés les uns aux autres par une rotation d'angle (00φ) :

$$t_{kq} = \sum_{q'} t'_{kq'} R_{q'q}^k(00\varphi) = \sum_{q'} t'_{kq'} e^{-iq\varphi} r_{q'q}^k(0) = e^{-iq\varphi} t'_{kq} \quad (1.77)$$

La section efficace 1.72 exprimée en fonction des paramètres de polarisation dans le repère d'hélicité primaire s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + t_{20}T_{20}(\theta) \right. \\ & + 2 \cos\varphi [Re(it_{11})iT_{11}(\theta) + Re(t_{21})T_{21}(\theta)] \\ & + 2 \sin\varphi [Im(it_{11})iT_{11}(\theta) + Im(t_{21})T_{21}(\theta)] \\ & \left. + 2 \cos 2\varphi [Re(t_{22})T_{22}(\theta)] + 2 \sin 2\varphi [Im(t_{22})T_{22}(\theta)] \right) \quad (1.78) \end{aligned}$$

Dans le cas où la polarisation est créée par une réaction conservant la parité (comme c'est le cas pour l'interaction forte), les paramètres de polarisation obéissent aux mêmes relations que le pouvoirs d'analyse (relations 1.71). La section efficace devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2 \cos\varphi \, it_{11} \, iT_{11}(\theta) \right. \\ & \left. + 2 \cos\varphi \, t_{21}T_{21}(\theta) + 2 \cos 2\varphi \, t_{22}T_{22}(\theta) \right) \end{aligned} \quad (1.79)$$

Il est important de constater que pour obtenir la polarisation t_{kq} du faisceau incident par la mesure de la section efficace polarisée, il est nécessaire de connaître parfaitement la section efficace non polarisée et les pouvoirs d'analyse de la réaction d'analyse.

La polarisation mesurée est une quantité intrinsèque à la réaction primaire et dépend du processus physique mis en jeu. De telles expériences concernent donc l'étude physique de la réaction primaire.

La suite de cette thèse est consacrée à l'étude de la réaction ${}^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ comme réaction d'analyse pour un faisceau de deutons polarisé et à la construction d'un polarimètre autour de cette réaction.

Chapitre 2

Dispositif expérimental POLDER

2.1 Les polarimètres

Destinés à déterminer la polarisation d'un faisceau de particules, ils sont basés sur une réaction nucléaire qui génère une distribution angulaire des produits finaux dépendant de la polarisation incidente. Le principe consiste à mesurer les écarts de la section efficace par rapport à la section efficace obtenue avec un faisceau non polarisé. Pour les particules de spin 1/2, la polarisation est vectorielle, et les polarimètres sont dits vectoriels. Pour les particules de spin 1, la polarisation possède une composante vectorielle et tensorielle. Les polarimètres associés peuvent ne mesurer qu'une seule de ces composantes et on parle de polarimètres vectoriels ou tensoriels selon la composante qu'ils mesurent.

Pour un faisceau de deutons de polarisation quelconque décrite par les paramètres de polarisation t_{ij} , la section efficace polarisée s'exprime par la relation 1.79 :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2 \cos\varphi t_{11}T_{11}(\theta) \right. \\ & \left. + 2 \cos\varphi t_{21}T_{21}(\theta) + 2 \cos 2\varphi t_{22}T_{22}(\theta) \right) \end{aligned} \quad (2.1)$$

où les pouvoirs d'analyse T_{ij} sont des quantités dépendant uniquement du mécanisme de réaction qui s'exprime à l'aide de la matrice de réaction (Cf. § 1.1.2.4).

Les pouvoirs d'analyse T_{ij} et la section efficace non polarisée doivent être mesurés lors d'une expérience préliminaire de calibration qui s'effectue avec des faisceaux de particules incidentes dont les paramètres de polarisation t_{ij} sont connus (Cf. § 1.1.3).

Lorsque le polarimètre est calibré, on peut alors effectuer des mesures de polarisation (Cf. § 1.1.3) qui permettent de déterminer les coefficients de polarisation du faisceau t_{ij} .

Les erreurs statistiques des mesures de polarisation peuvent être déduites des erreurs sur les taux de comptage associés à la section efficace polarisée 2.1. Si on néglige les erreurs statistiques sur le nombre de particules incidentes ($N_{incident}$), sur la section efficace non polarisée (ou sur l'efficacité du détecteur qui lui est proportionnelle) et sur les pouvoirs d'analyse, les erreurs sur les paramètres de polarisation sont données par :

$$\begin{aligned}\Delta(t_{11}) &= \frac{1}{\sqrt{2}F_{11}\sqrt{N_{incident}}} & \Delta(t_{20}) &= \frac{1}{F_{20}\sqrt{N_{incident}}} \\ \Delta(t_{21}) &= \frac{1}{\sqrt{2}F_{21}\sqrt{N_{incident}}} & \Delta(t_{22}) &= \frac{1}{\sqrt{2}F_{22}\sqrt{N_{incident}}}\end{aligned}\tag{2.2}$$

définissant ainsi les figures de mérite F_{ij} associées aux polarimètres à symétrie cylindrique :

$$(F_{ij})^2 = \int (T_{ij})^2 \varepsilon(\theta) d\theta \tag{2.3}$$

où ε est le rapport entre le nombre de réactions détectées et le nombre de particules incidentes. Ce rapport fait intervenir à la fois la section efficace de la réaction, mais aussi l'efficacité de détection et l'épaisseur de cible. L'expression des figures de mérite montre que la réaction doit posséder à la fois une section efficace élevée et de grands pouvoirs d'analyse. Le détecteur associé doit pouvoir utiliser une cible épaisse et mesurer les produits de réaction avec une grande efficacité. Le lien, qu'est la figure de mérite, entre l'erreur statistique d'une mesure de polarisation et le nombre de particules incidentes est utile pour l'évaluation des temps de faisceau nécessaires, et la comparaison entre différents polarimètres. On définit aussi des figures de mérite pour la réaction sur laquelle est basé le polarimètre (le détecteur n'intervient plus) :

$$(F_{ij})_{réaction}^2 = \int (T_{ij})^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{n.p.} d\Omega \tag{2.4}$$

Cette définition des figures de mérite n'est valable que pour une réaction à deux corps. Nous verrons la généralisation pour une réaction à trois corps au chapitre suivant (Cf. § 3.3.3.3).

A l'erreur statistique sur les paramètres t_{ij} , donnée par la relation 2.2, il faut ajouter une erreur systématique introduite par l'erreur statistique sur la mesure des pouvoirs d'analyse (les erreurs sur l'efficacité ε et sur le nombre de particules incidentes sont négligeables). Pour minimiser cette erreur, il est nécessaire de réaliser la mesure des pouvoirs d'analyse et de la section efficace non polarisée avec le maximum de précision. Enfin d'autres erreurs systématiques dépendantes du polarimètre et de son mode de fonctionnement sont généralement à considérer.

Pour les deutons, la plupart des polarimètres tensoriels existants sont basés sur la réaction ${}^3\text{He}(\vec{d}, p){}^4\text{He}$ dont les pouvoirs d'analyse ne sont grands que pour une énergie cinétique incidente des deutons comprise entre 4 et 15 MeV [7, 8, 9, 10]. Grâce à un dégradeur, certaines mesures ont été faites jusqu'à 47 MeV [11], mais il est difficile d'aller au delà. Le polarimètre AHEAD [12], basé sur la diffusion élastique $H(\vec{d}, d)p$ a été utilisé dans le domaine d'énergie cinétique de 120 à 250 MeV pour la mesure des facteurs de forme du deuton dans la réaction $D(e, e'\vec{d})$ [13]. Cependant la figure de mérite de ce polarimètre chute rapidement au delà de 200 MeV [14].

Pour mesurer la polarisation des deutons produits à des énergies supérieures, Bugg et Wilkin [15] ont suggéré l'utilisation de la réaction d'échange de charge ${}^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ comme réaction d'analyse. En l'étudiant dans le cadre d'un modèle basé sur l'approximation d'impulsion, ces auteurs ont montré que des pouvoirs d'analyse tensoriels élevés associés à une section efficace importante devraient être observés dans un domaine d'énergie cinétique deuton comprise entre 200 et 400 MeV. Des expériences faites à 200 et 350 MeV [16] ont confirmé ces prédictions et ont montré que les grandes figures de mérite mesurées pour cette réaction ouvraient la possibilité de développer un nouveau polarimètre tensoriel à deutons dans ce domaine d'énergie.

2.2 Réaction d'échange de charge

La réaction $A(\vec{d}, 2p)A'$ a été étudiée par D. V. Bugg et C. Wilkin [15] dans le cadre d'un modèle d'approximation d'impulsion. Ultérieurement, J. Carbonell, M. B. Barbaro et C. Wilkin [17] ont amélioré la description de ce modèle en incluant l'interaction dans l'état final (avec la répulsion coulombienne) dans toutes les ondes partielles du système

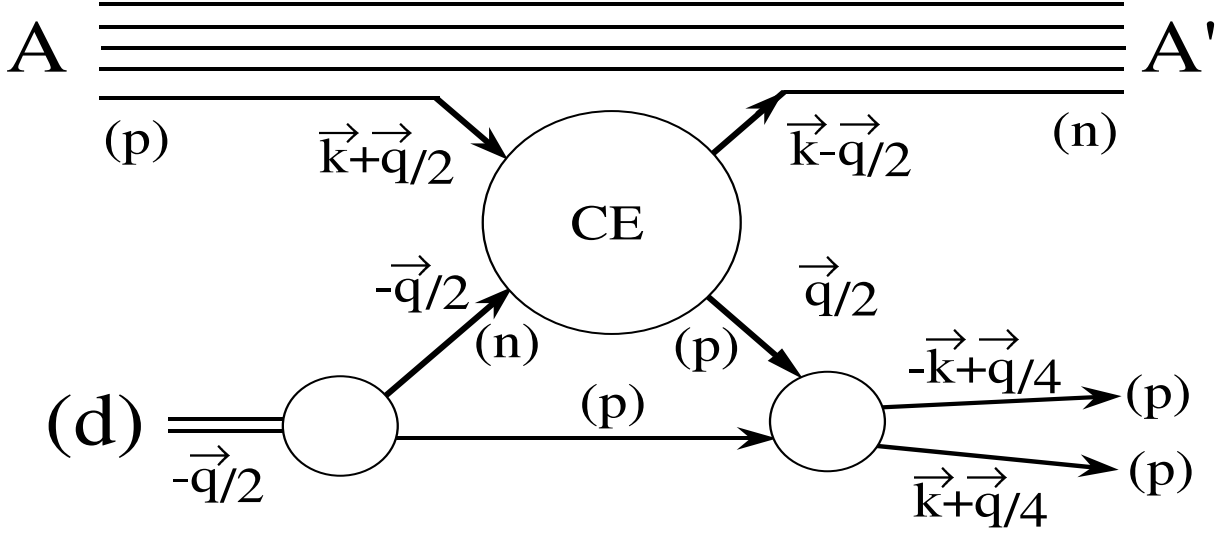


FIG. 2.1 – Diagramme de l'approximation d'impulsion pour $dA \rightarrow (pp)A'$, montrant les états initial et final dans le repère de Breit du deuteron.

proton-proton et en définissant les approximations cinématiques nécessaires avec plus d'attention. Ces calculs théoriques utilisant les amplitudes expérimentales de diffusion nucléon-nucléon ont montré que l'on pouvait s'attendre, pour la réaction $(d, 2p)$ à faible moment transféré, à un pic d'échange de charge produisant deux protons de faible angle relatif, d'énergie voisine et dont la direction est proche du deuteron incident.

Lorsque le moment transféré au neutron est faible, la réaction ${}^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ peut se décrire dans l'approximation d'impulsion pour laquelle le proton du deuteron est spectateur (Cf. fig. 2.1), le neutron subissant une réaction d'échange de charge avec le proton cible. Sur la figure 2.1 sont reportés le moment transféré au neutron \vec{q} et l'impulsion relative $2\vec{k}$ entre les deux protons dans le référentiel du centre de masse du système pp . Le repère le plus approprié, si on néglige l'effet de l'énergie relative entre les deux protons dans l'état final sur la cinématique de la réaction, est le repère de Breit, car dans ce cas il n'y a pas de transfert d'énergie entre le deuteron et le système (pp) ($k_i^2 \simeq k_f^2$). Le passage de ce repère au système du laboratoire s'effectue par une transformation de Lorentz et une rotation de Wigner.

Le calcul dans le cadre de l'approximation d'impulsion a deux avantages principaux : premièrement il s'agit d'une simple diffusion ce qui facilite les calculs puisque l'interaction

du projectile avec la cible avant et après l'échange de charge est négligée. Deuxièmement, comme le proton du deuton est spectateur, on peut utiliser, pour décrire la réaction d'échange de charge, les amplitudes de diffusion expérimentales Nucléon-Nucléon [18], la cinématique étant alors choisie de telle sorte que l'on puisse évaluer les amplitudes dp en terme d'amplitude np sur couche au même moment transféré.

La double diffusion dans le deuton a été étudiée avec le modèle de Glauber. Elle a pour effet d'atténuer légèrement la section efficace, mais son influence sur les observables de polarisation est très faible (modification maximum de 0.02 sur les pouvoirs d'analyse). De plus, ces corrections n'existent pratiquement que pour les états finaux 1S_0 de la paire pp [15].

Le traitement séparé des états S et D du deuton montre que, pour des raisons de symétrie, le pouvoir d'analyse T_{21} de la réaction d'échange de charge est non nul uniquement grâce à l'existence de l'état D. L'inclusion de cet état a aussi pour effet d'augmenter les valeurs des pouvoirs d'analyse T_{20} , et T_{22} à cause des interférences entre les ondes S et D, et de diminuer pour la même raison la section efficace.

L'étude initiale de Bugg et Wilkin [15] utilise des ondes planes pour toutes les voies de sortie sauf pour l'état S du système (pp). Mais cette approche n'est valable que pour de faibles énergies relatives. Des améliorations ont été apportées à ce modèle permettant la prise en compte de potentiels proton-proton plus réalistes pour l'interaction dans l'état final, ainsi que l'inclusion de la répulsion coulombienne [17]. Tous les états $L > 0$ sont ainsi considérés et les prédictions sont valides à plus grand q . Ce traitement plus réaliste amène deux principales différences par rapport aux premiers résultats du modèle d'approximation d'impulsion : premièrement la contribution importante (due à l'attraction nucléaire) de l'état d^* (état final 1S_0) dans la section efficace est diminuée de moitié par la répulsion coulombienne pour une énergie relative inférieure à 1 MeV. Deuxièmement, l'importance des ondes partielles élevées dans l'état final augmente rapidement avec l'énergie relative, et déjà à 1 MeV, à cause du grand rayon moyen du deuton, les ondes P ne sont plus négligeables. Cependant cette dernière contribution est largement atténuée par la très courte portée du potentiel proton-proton qui rend peu nombreux les états finaux dans de telles ondes. L'exclusion des interactions dans les ondes P, et d'ordre plus élevés, modifie seulement de 2% les prédictions pour les observables. Il est ainsi justifié de ne garder une

interaction dans l'état final que pour l'état 1S_0 comme cela était fait par Bugg et Wilkin [15].

La paire pp résultante peut être soit dans un état singulet soit dans un état triplet de spin, les pouvoirs d'analyse associés étant de signe opposés. Pour obtenir de grand pouvoirs d'analyse, il faut sélectionner une région d'espace de phase dans laquelle l'un ou l'autre de ces états domine. L'état final singulet est important pour $k < 50$ MeV/c (faibles énergies relatives) et q petit (< 140 MeV/c), ainsi que pour $\theta_{qk} = \pi/2$ quel que soit k (θ_{qk} est l'angle entre \vec{q} et \vec{k} dans le repère de Breit), alors que l'état triplet domine pour des valeurs de k plus importantes (> 70 MeV/c) avec $\cos \theta_{qk} = \pm 1$. En fait, la section efficace pour les états singulets domine d'un facteur 10 pour des régions d'espace de phase correspondant à un petit angle d'ouverture entre les deux protons, ou à une restriction du moment transverse des deux protons. Au fur et à mesure que l'énergie relative augmente, la contribution de l'état triplet devient plus important et les pouvoirs d'analyse de la réaction diminuent.

Le modèle prédit des pouvoirs d'analyse tensoriels T_{20} et T_{22} de signes opposés, T_{21} à peu près égal à la moitié de T_{20} , et une dépendance assez faible par rapport à l'énergie cinétique du deuton incident entre 200 et 400 MeV (diminution de T_{20} et T_{21} respectivement de 20 et 8%, augmentation de T_{22} de 25% et chute de la section efficace de 50%). Cette dernière caractéristique de la réaction $^1H(\vec{d}, 2p)n$ est intéressante car elle laisse augurer des figures de mérite stables dans ce domaine d'énergie. Le pouvoir d'analyse vectoriel T_{11} est prédit proche de zéro à toutes les énergies, ce qui implique que cette réaction ne peut être envisagée pour la mesure de la polarisation vectorielle.

Une expérience faite au laboratoire national SATURNE avec le détecteur EMRIC [19] sur une cible d'hydrogène liquide à 200 et 350 MeV d'énergie cinétique deuton a montré la validité de ces prédictions [16]. Du fait de la taille du détecteur seule une petite partie de l'espace de phase, favorisant les faibles angles relatifs entre les deux protons, était couverte. Un hodoscope de cristaux d'iodure de césium identifiait les particules détectées et mesurait leur énergie. Deux chambres à fils déterminaient avec précision la trajectoire des deux protons. De cette façon, il était possible de retrouver le moment relatif \vec{k} et l'angle θ_{qk} entre \vec{k} et le moment transféré \vec{q} avec une bonne précision. La figure 2.2 montre la section efficace et les pouvoirs d'analyse aux deux énergies et pour trois domaines d'énergie

relative de la paire pp . T_{21} n'a pas été mesuré lors de cette expérience car la polarisation du faisceau n'avait pas de composante longitudinale. Le modèle reproduit bien la dépendance en énergie relative et en moment transféré à 350 MeV, tandis qu'à 200 MeV apparaissent des différences notables, pour des moments transférés $q > 200$ MeV/c. Ceci pourrait provenir de graphes d'ordres supérieurs non pris en compte dans les calculs théoriques. Comme attendu, les pouvoirs d'analyse diminuent quand l'énergie relative augmente à cause de la contribution croissante de l'état triplet dans l'état final. Enfin T_{11} est nul pour les deux énergies, même pour les grandes énergies relatives.

Les figures de mérite de la réaction d'échange de charge, mesurées dans ces expériences, sont données dans le tableau 2.1 et sont comparables à 200 MeV à celles de la réaction $\vec{d}p$ élastique du polarimètre AHEAD [12]. A l'inverse de ce dernier, elles restent encore élevées à 350 MeV ce qui confirme un des intérêts majeurs de la réaction $(\vec{d}, 2p)$. On peut remarquer enfin qu'elles restent stables lorsque le domaine d'intégration en énergie relative augmente (jusqu'à 8 MeV). Ceci permettrait d'envisager l'utilisation d'une détection qui ne mesurait pas très précisément les angles et énergies des protons de la réaction.

	200 MeV		350 MeV	
	$F_{20} \sqrt{b}$	$F_{22} \sqrt{b}$	$F_{20} \sqrt{b}$	$F_{22} \sqrt{b}$
$E_x \leq 1$ MeV	0.9	0.7	0.6	0.7
$E_x \leq 4$ MeV	1.3	0.8	0.8	1.0
$E_x \leq 8$ MeV	-	-	0.9	1.1

TAB. 2.1 – Figure de mérite de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$.

D'après les prédictions théoriques, il est possible d'utiliser des cibles plus lourdes que l'hydrogène (notamment des cibles solides) avec des pouvoirs d'analyse comparables, les effets d'écrantage et de double diffusion ayant été traités dans les références [15, 17]. Cependant les prédictions, pour le cas du ^{12}C , montrent qu'il faut s'attendre à un nombre effectif de protons par atome de carbone inférieur à 1, pour des transitions $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$. De plus à cause du bruit de fond créé par les éléments lourds, de la désexcitation des noyaux, et de la perte d'énergie des deutons dans de tels matériaux, une cible de noyaux complexes ne semblait pas être optimale pour la construction d'un polarimètre [16].

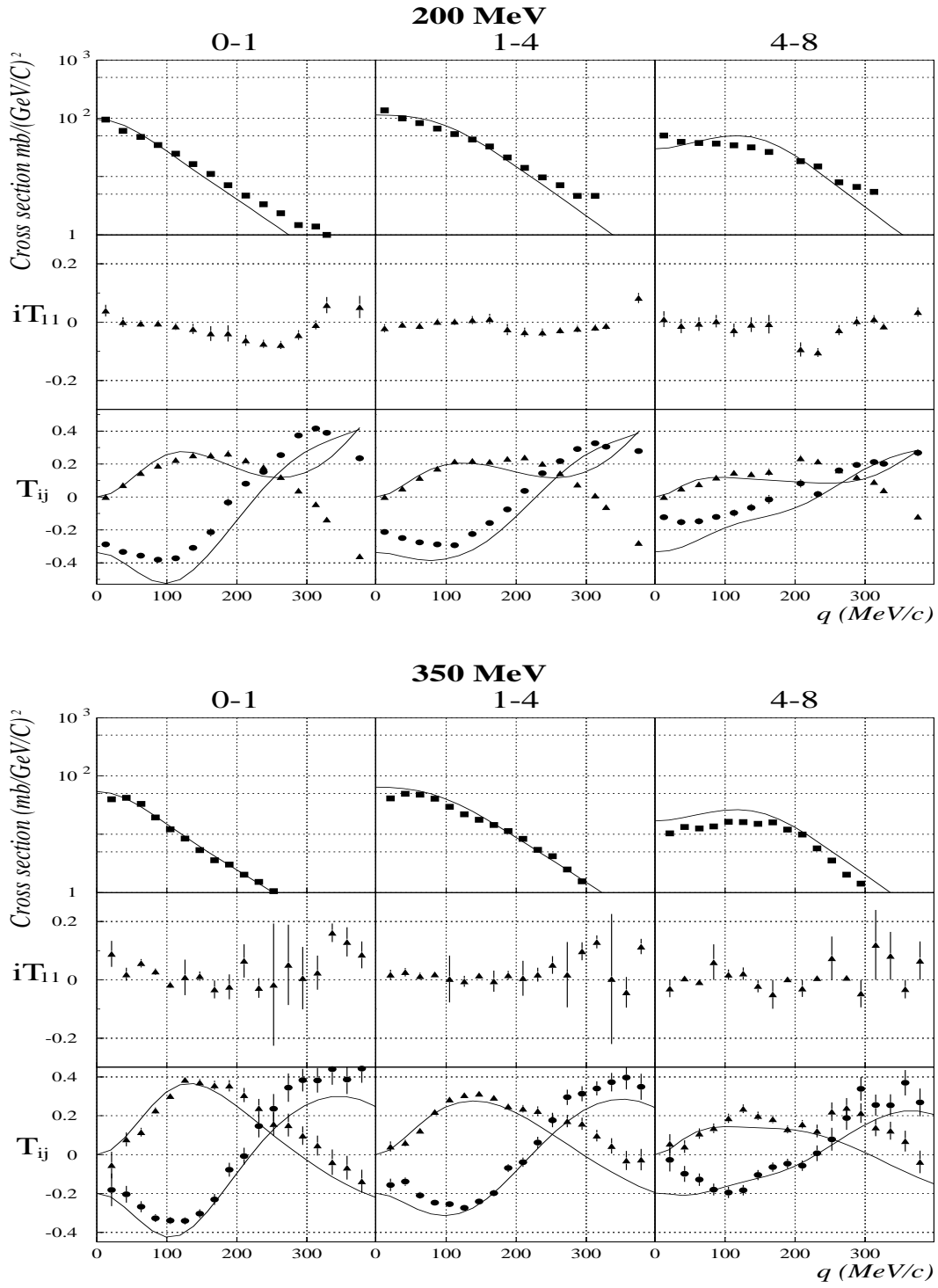


FIG. 2.2 – Section efficace et pouvoirs d'analyse de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ mesuré avec EMRIC.

2.3 Appareillage

La réaction d'échange de charge pouvait donc être utilisée comme base d'un polarimètre tensoriel à deuton. Par contre EMRIC [19] n'était pas l'ensemble de détection approprié. Sa petite taille ne lui permet pas une détection symétrique par rapport à l'axe du faisceau sur un large domaine en moment transféré [16]. Sa granulométrie est trop importante (perte des événements à faible angle relatif, donc à faible énergie relative) et les zones mortes sont trop larges. En conséquence EMRIC ne possède une grande efficacité que sur une région limitée de l'espace de phase, ce qui tend à diminuer la figure de mérite de la réaction d'un facteur deux [16]. Enfin, les détecteurs CsI sont sensibles aux particules neutres, ne peuvent fonctionner qu'avec de faibles taux de comptage et n'auraient donc pu être utilisés dans un environnement de fort bruit de fond. Un nouvel ensemble de détection a donc été construit sur la base des mesures effectuées avec EMRIC (angle, énergie, identification de particules, étude du bruit de fond).

La première caractéristique de ce nouveau détecteur est de couvrir un domaine en moment transféré, plus important que celui d'EMRIC, de 0 à 300 MeV/c, qui contient 90% de la section efficace totale de la réaction d'échange de charge. Cette zone correspond à un cône de 20° pour des deutons de 200 MeV, ce qui permet au détecteur de ne couvrir qu'un d'angle solide restreint. Deuxièmement grâce à la cinématique de la réaction d'échange de charge (les deux protons ont un faible angle relatif et sont de même énergie, égale à la moitié de l'énergie du deuton), la détection de deux particules chargées approximativement de même vitesse que le deuton incident suffit à sélectionner les événements d'intérêt. Pour cette raison et afin d'éliminer la contamination par des réactions parasites, le détecteur ne doit pas être sensible aux particules neutres (abondamment créées par la réaction de break-up du deuton) et doit mesurer la vitesse des particules (afin d'éliminer les événements de la réaction dp élastique et ceux dus à la production de pions dont le seuil est à une énergie deuton de 420 MeV). De cette manière il n'y a pas besoin de faire d'identification en masse. Enfin, la figure de mérite de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ ne chute pas lorsqu'on intègre les énergies relatives jusqu'à 8 MeV, l'information sur cette quantité n'a pas besoin d'être précise, de sorte que la mesure de l'énergie des protons n'est pas nécessaire.

La granulométrie du détecteur, et donc la précision sur les angles, a été déterminée par

simulation afin d'avoir une précision sur le moment transféré meilleure que 20 MeV/c. La longueur de cible a été choisie de 16 cm pour obtenir un bon compromis entre la nécessité d'une efficacité importante, une faible perte d'énergie des deutons et une contamination inférieure à 5% de la part des réactions de Break-up du deuton. Cette réaction de break-up correspond à la cassure du deuton en un proton et un neutron de même énergie. Le détecteur n'étant pas sensible aux particules neutres, ces réactions parasites ne poseraient pas de problèmes si la section efficace np à 0° était négligeable (ce qui n'est pas le cas). A la sortie de la cible le break-up du deuton et la réaction élastique np peuvent produire deux protons de même énergie, de faible angle relatif et dont la direction est celle du deuton incident. Il est donc essentiel d'optimiser l'épaisseur de cible pour que ce genre d'événements ne devienne pas prépondérant. Le résultat d'une contribution inférieure à 5% pour une cible de 16 cm a été obtenu par simulation.

2.3.1 POLDER (POLarimètre à DEuton de Recul)

Le nouveau détecteur (POLDER), construit en 1991, est représenté figure 2.3. Il est constitué d'une cible d'hydrogène liquide entourée de deux ensembles de détection qui déterminent la présence et la direction du deuton incident et des protons de la réaction d'échange de charge. Il couvre un domaine angulaire en θ de 0 à 20° pour des deutons de 200 MeV et de 0 à 2π en φ .

Détection de la particule incidente

Le nombre de deutons incidents, nécessaire pour obtenir la normalisation absolue de la section efficace, est mesuré par la coïncidence de deux détecteurs (S_1 et S_2) placés à 25 et 70 cm en amont de la cible. Ils sont composés de scintillateurs plastiques de 8 cm de diamètre et de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur leur permettant d'être très peu sensibles aux particules neutres et d'éviter d'être à l'origine de réactions parasites. Grâce à la coïncidence de deux phototubes pour chaque détecteur, on s'affranchit du bruit électronique. En définissant un angle solide restreint pour les particules incidentes grâce à leur distance relative, on élimine en partie les particules de bruit de fond (particules de provenance et de direction quelconque). Le signal du détecteur 2 est utilisé comme référence dans la mesure de temps

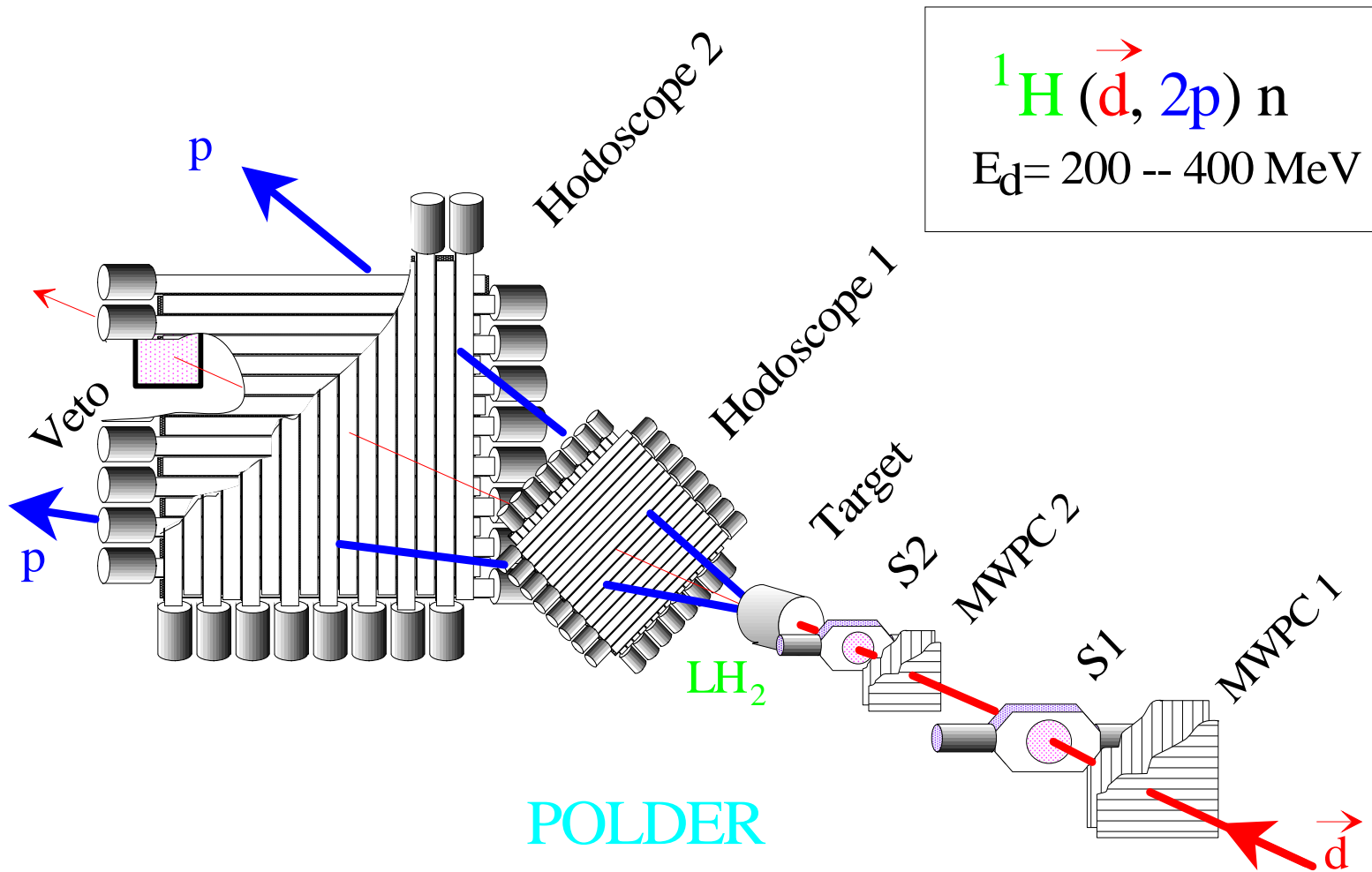


FIG. 2.3 – Vue artistique de POLDER

de vol des protons produits par la réaction.

La direction des deutons est mesurée par deux chambres à fils proportionnelles MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber). Elles permettent la détection simultanée et la localisation exacte de plusieurs particules, contrairement aux chambres proportionnelles simples ou aux chambres à ligne à retard. Ceci est nécessaire pour étudier et rejeter les événements où plusieurs particules sont présentes avant la cible. Chaque chambre, de dimension de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, possède deux plans fournissant respectivement la position en x et y des deutons, avec un espacement entre les fils de 1 mm. Elles utilisent un mélange de gaz dit magique, constitué de 70% d'isobutane, 29.5% d'argon, 0.5% de fréon, et fonctionnent avec une bonne efficacité (95% par plan) à 4400 V. L'ensemble des informations délivrées par les deux chambres permet de mesurer la trajectoire du deuton incident, pour recalculer son point d'impact sur la cible avec une excellente précision. Lors des expériences effectuées, les chambres étaient placées respectivement à 84 cm et 38 cm du centre de la cible.

La cible d'hydrogène liquide

La cible d'hydrogène liquide utilisée par POLDER (figure 2.4) a été construite au Laboratoire National Saturne [20]. Sa forme est cylindrique et sa longueur sur l'axe du faisceau est de 16.4 cm pour un diamètre de 10.8 cm, ce qui représente un volume de 1.3 litre environ. L'hydrogène est contenu dans une enceinte en mylar de $170 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une fenêtre d'entrée en kapton de $120 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur un diamètre de 9 cm. Le tout est placé dans une chambre à vide dont les fenêtres d'entrée et de sortie en titane ont des épaisseurs de $50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ respectivement. Les épaisseurs ont été minimisées afin d'avoir le moins de matière possible sur l'axe du faisceau pour éviter les réactions parasites. L'hydrogène était refroidi à 19K avec un système réfrigérant d'une puissance cryogénique de 10 W. Le contrôle régulier de la température a montré qu'il n'y avait aucune fluctuation sensible. Ce paramètre est important à contrôler car une variation de 1K change la densité de 2%. La forme arrondie de l'enceinte en mylar modifie la longueur de cible sur l'axe du faisceau en fonction de la position horizontale et verticale de ce dernier. Cet effet affecte,

de quelques pourcents, l'épaisseur de cible sur les bords de l'enceinte, mais il est corrigé grâce à une mesure précise de la forme de la cible et de la position du deuteron incident.

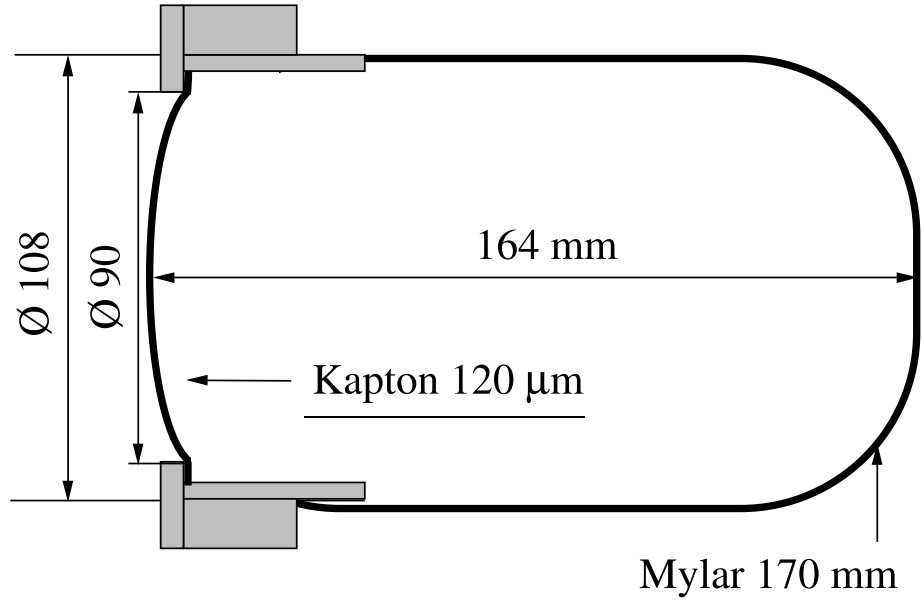


FIG. 2.4 – Schéma de la cible d'hydrogène liquide de POLDER

Détection des protons

Les protons créés dans la cible par la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ sont détectés dans deux hodoscopes mesurant les informations x et y de leurs points d'impact. Chaque hodoscope est constitué de barres de plastique scintillant (24 en x et 24 en y) de dimensions respectives ($L = 27$) \times ($l = 1.12$) \times ($e = 0.2$) cm^3 et ($L = 84$) \times ($l = 3.5$) \times ($e = 1$) cm^3 pour le premier et le second hodoscope.

Les distances des hodoscopes au centre de la cible sont variables : 30 et 110 cm en dessous de 250 MeV, 40 et 130 cm entre 250 et 350 MeV et 50 et 160 cm au dessus de 350 MeV, respectivement pour le premier et le second. Ces caractéristiques autorisent la détection des protons d'échange de charge dans un domaine en moment transféré compris entre 0 et 300 MeV/c à toutes les énergies, la section efficace étant principalement contenue dans un cône de 15° à 400 MeV et de 20° à 200 MeV. L'angle solide de détection est adapté à la cinématique de la réaction afin que la partie de l'espace de phase couvert par le détecteur soit constante en fonction de l'énergie. Cette adaptation permet aussi de

garder une précision, sur le moment transféré, comparable aux différentes énergies. On estime, par simulation, à 90% l'efficacité de détection de POLDER pour deux protons dans cette région en q . La perte d'événements est due aux zones mortes entre les barres (à peu près $200\ \mu\text{m}$), et aux événements pour lesquels les deux protons tombent dans la même cellule (définie par l'intersection de deux barres perpendiculaires en x et en y).

A ces énergies, l'efficacité des scintillateurs plastiques est très bonne (supposée être de 100%). Les barres ne sont donc couplées aux photomultiplicateurs qu'à une seule de leurs extrémités afin de minimiser l'encombrement. L'épaisseur du petit hodoscope a été optimisée à 0.2 cm pour réduire les réactions parasites provoquées par le faisceau (qui représentent encore quelques pourcents) et éviter au maximum la détection des particules neutres tout en conservant une parfaite efficacité pour les protons d'échange de charge. L'épaisseur des barres du second hodoscope a aussi été choisie suffisamment faible pour qu'elles soient peu sensibles aux particules neutres.

La granulométrie des hodoscopes a été déterminée par simulation pour optimiser la résolution sur les angles (précision sur q meilleure que 20 MeV/c). On peut alors créer 12 domaines de 25 MeV/c pour le moment transféré q (entre 0 et 300 MeV/c) et de 30° pour l'angle azimutal φ (entre 0 et 360° , le premier étant centré sur 0°).

Pour lever l'indétermination sur la position des deux protons inhérente à la détection de deux particules dans deux plans de barres (x et y), le premier hodoscope est tourné de 45° par rapport à l'axe du détecteur. Cette configuration fait que POLDER possède une symétrie globale de détection octogonale qui assure une meilleur symétrie en φ .

L'étude des caractéristiques du détecteur et des réactions parasites à ces énergies réalisée avec EMRIC montre que la détection de deux particules chargées de même vitesse que le deuton incident, détermine exclusivement une réaction d'échange de charge. Les plastiques scintillants des deux hodoscopes n'étant sensibles qu'aux particules chargées, il n'est pas nécessaire d'identifier les particules en masse, ni de mesurer leur énergie. La vitesse des protons est obtenue par la mesure des temps de vol entre le second détecteur start et les deux hodoscopes.

Le détecteur veto

La fenêtre de coïncidence en temps (τ) ouverte entre les deux protons pour accepter un événement d'échange de charge est de l'ordre de 50 ns. Si deux deutons se présentent dans POLDER pendant un laps de temps inférieur, ils vont simuler un événement d'échange de charge puisque ce sont deux particules chargées. Le nombre de coïncidences fortuites de ce type peut être facilement estimé. Avec un burst de 400 ms toutes les secondes, une intensité de 10^4 deutons par seconde (en supposant qu'en moyenne les deutons soient également espacés dans le temps) et une largeur de coïncidence (τ) de 50 ns, 31 événements par seconde sont créés par deux deutons en coïncidence (à comparer à 20 paires pp attendues). En réalité ce nombre est diminué du fait que le faisceau est peu étalé et que beaucoup de ces deutons tombent dans la même cellule (la diminution est de l'ordre de 10 événements par seconde). Lors d'une mesure de polarisation, l'intensité du faisceau de deutons issus de la réaction primaire étant plus faible, le nombre d'événements fortuits de ce type devient négligeable. Cependant le bruit de fond ambiant créé par la réaction primaire est très important et il devient alors probable que des événements soient créés par la coïncidence fortuite entre un deuton du faisceau et une particule de bruit de fond. Dans les deux cas, ces événements parasites sont caractérisés par la présence d'un deuton autour de 0° . Les deutons d'énergie E_d ayant la même perte d'énergie dans les scintillateurs plastiques que les protons issus de la réaction d'échange de charge (d'énergie $E_d/2$), une mesure du signal analogique dans les hodoscopes ne peut être utilisée. En revanche ces protons ont un parcours dans la matière deux fois plus faible que le deuton. C'est pourquoi un scintillateur plastique d'une dimension de 15×15 cm² et d'épaisseur 2 cm a été placé à 0° derrière un mur d'absorbant composé de plomb. Pour éliminer la détection du bruit ambiant créé par l'expérience, le scintillateur était protégé par un épais blindage (sauf dans la direction du faisceau).

Les épaisseurs de plomb (e_{plomb}) utilisées lors d'une expérience précédente sont reportées tableau 2.2 en fonction de l'énergie cinétique (T_d) des deutons incidents. L'énergie maximale pour laquelle les protons sont arrêtés ($E_p^{\text{arrêt}}$) est comparée à l'énergie moyenne (\overline{T}_p) des protons de la paire pp issue de la réaction d'échange de charge et à l'énergie maximale des protons issus d'une paire pp avec 5 MeV d'énergie relative (dernière colonne). On

T_d (MeV)	e_{plomb} (cm)	$\varepsilon_{\text{véto}}$ (%)	$E_p^{\text{arrêt}}$ (MeV)	\overline{T}_p (MeV)	$\overline{T}_p (+5 \text{ MeV } E_{\text{rel}})$ (MeV)
175	0.67	0.62	105	87.5	119
200	0.8	0.7	110	100	134
250	2.8	0.54	170	125	163
300	3.1	0.6	180	150	191
350	4.4	0.58	210	175	219
400	5.5	0.57	240	200	247
450	5.7	0.63	240	225	275
500	7.4	0.6	280	250	302

TAB. 2.2 – Epaisseur d’absorbant en fonction de l’énergie cinétique des deutons incidents. Voir texte pour commentaires.

voit que dans cette expérience l’épaisseur du véto était légèrement sous-estimée puisque l’énergie des protons pouvait être supérieure à l’énergie d’arrêt. L’efficacité du véto ($\varepsilon_{\text{véto}}$) pour la détection d’un deuton était de l’ordre de 60% (donc de 84% pour deux deutons).

Ainsi il a été possible de marquer une bonne partie des événements de bruit de fond associés à la détection d’au moins un deuton pour l’analyse hors ligne. Uniquement grâce à ce rejet, le nombre d’événements de ce type, peut être, lors de l’analyse, réduit d’un facteur 5 à 10 selon les conditions d’expérience.

Centrage de POLDER

L’alignement très précis des éléments de détection du polarimètre est essentiel pour déterminer avec une grande précision les angles entre la direction du centre de masse des protons et celle du deuton incident. Notamment une erreur sur la reconstitution de la trajectoire du deuton incident entraîne une asymétrie azymutale (en φ) de la section efficace. Par exemple, un décentrage en x de la seconde chambre crée une asymétrie gauche-droite c.-à-d. entre $\varphi = 0$ et 180° . Ceci entraîne des erreurs systématiques importantes pour la mesure de T_{22} et surtout de T_{21} .

Une procédure particulière de centrage est réalisée avant les mesures physiques à l’aide

d'une troisième chambre à fils du même type que celles utilisées avant la cible. Placée derrière le second hodoscope, elle sert à recentrer tout l'appareillage autour d'un axe défini par le centre physique de la première chambre et le centre physique du second hodoscope. On place une cible de plomb (pour étaler le faisceau) devant la première chambre à fils et les particules chargées détectées permettent par leur étalement de recentrer très précisément l'appareillage. En premier lieu, une projection des quatre cellules centrales du grand hodoscope sur la troisième chambre permet de retrouver le centre physique du grand hodoscope sur cette chambre. La seconde étape consiste à recentrer la deuxième chambre à fils grâce aux deux autres, leur résolution permettant un alignement plus précis que le millimètre. Le premier hodoscope est à son tour recentré en utilisant les informations des deux premières chambres à fils.

2.3.2 Electronique et acquisition

L'électronique et le système d'acquisition associé sont représentés schématiquement figure 2.5. Les signaux anodes des deux détecteurs start sont amplifiés puis envoyés vers un discriminateur à fraction constante dont les seuils, réglés juste au dessus du niveau du bruit des photomultiplicateurs, sélectionnent le passage d'une particule chargée avec une très grande efficacité. La coïncidence des quatre signaux résultants (deux photomultiplicateurs par hodoscope) élimine les particules étrangères au faisceau (bruit de la salle), sert à compter le nombre de deutons incidents, et interviendra, après une mise en temps par un retard variable, dans la coïncidence générale démarrant l'acquisition.

Les signaux anodes des 96 photomultiplicateurs des barres d'hodoscopes sont envoyés dans des amplificateurs rapides (A.R.), puis dans des discriminateurs dont les seuils sont réglés juste au dessus du bruit des photomultiplicateurs afin d'obtenir une efficacité de détection de 100%. Les quatre plans d'hodoscope sont chacun associés à un tiroir multiplicité produisant un signal analogique proportionnel au nombre de barres touchées. En sommant ces signaux pour les deux plans de chaque hodoscope, on sélectionne une multiplicité minimum par hodoscope grâce au seuil d'un discriminateur. Si le nombre de barre touchées est supérieur ou égal à trois (au moins deux particules détectées, avec la possibilité qu'elles tombent dans la même barre en x ou en y), les signaux résultants des deux

hodoscopes sont mis en coïncidence avec le signal provenant des détecteurs start pour créer le signal de validation de l'événement. Si la condition de coïncidence est satisfaite, le codage et la mise en mémoire des informations chambres à fil, la mesure du temps de vol (commun à toutes les voies) et le codage des différentes voies des deux hodoscopes sont démarrés.

Les 96 signaux sont convertis au format ECL par les tiroirs multiplicités puis transmis dans la salle d'acquisition à des générateurs de porte (avec conversion ECL-NIM). Les sorties sont alors envoyées sur des "pattern unit" pour le codage du numéro des barres touchées (de 0 à 95) et sur les stops individuels des codeurs TDC (Time to Digital Converter) pour la mesure de temps de vol. Les câbles entre les tiroirs multiplicités et les générateurs de porte permettent d'introduire le retard nécessaire (250 ns) pour attendre la fin de l'identification de l'événement.

Les signaux issus des fils des chambres proportionnelles sont amplifiés, envoyés dans un discriminateur puis dans un registre de coïncidence. Après codage (initié par un signal strobe associé à l'identification des événements d'échange de charge), ils sont envoyés puis stockés au niveau de l'acquisition dans une mémoire 16 mots/16 bits.

Les signaux anode des deux photomultiplicateurs de l'anticoïncidence (ou véto) sont amplifiés, filtrés par un discriminateur puis mis en coïncidence pour être envoyés sur la voie 97 du "pattern unit" et vers les échelles. Cela permet un marquage des événements associés à la détection d'un deuton.

Une classe particulière d'événements est créée par la coïncidence entre le signal des détecteurs start et un générateur d'impulsion aléatoire, sans que soit prise en compte la condition sur les hodoscopes. Ces événements contiennent les informations chambre à fils du deuton incident. Leur nombre correspond à *une fraction constante du faisceau incident quelle que soit la polarisation incidente*. Ils sont marqués par un signal sur la voie 98 du "pattern unit" et sont utilisés pour connaître la proportion de deutons incidents des différents états de spin dans une région donnée des chambres à fils.

Le temps mort général de l'expérience (essentiellement celui nécessaire à l'acquisition des événements) est appliqué sur la coïncidence des détecteurs start bloquant ainsi le comptage des deutons incidents. Comme ce signal est aussi utilisé pour le déclenchement des événements d'échange de charge, ce temps mort s'élimine dans le rapport qui sert à

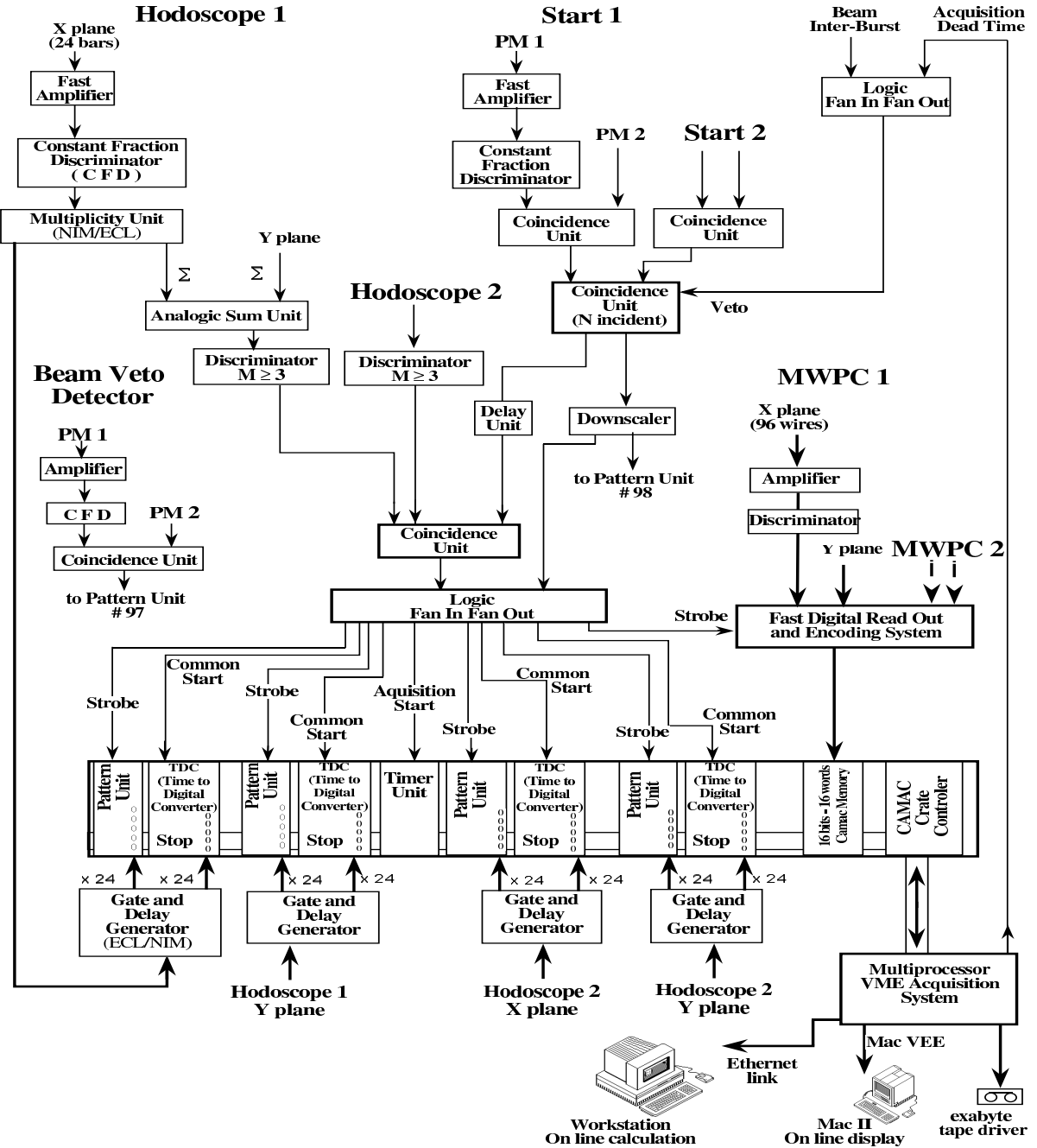


FIG. 2.5 – Schéma d'électronique de POLDER

déterminer la section efficace absolue.

Lors de la calibration et des expériences réalisées à SATURNE, toute l'électronique est contrôlée par deux signaux délivrés par l'accélérateur indiquant le début et la fin du déversement des particules par l'accélérateur. Le signal de fin de déversement bloque la coïncidence des deux détecteurs start, ce qui a pour effet l'arrêt de l'acquisition. Il permet aussi de créer un événement particulier marqué par la voie 96 du "pattern unit", où sont enregistrés les échelles (état de spin du déversement, nombre de deutons incident avec et sans temps mort, nombre de veto, d'acquisition...). Le signal de début de déversement permet à l'acquisition de redémarrer et remet les échelles à zéro.

Le système d'acquisition est basé sur un ensemble CAMAC et VME (mis au point à l'ISN). Trois microprocesseurs (68030) fonctionnent en parallèle pour l'acquisition de données, le contrôle en ligne et l'enregistrement sur exabyte. Les événements sont composés des informations "pattern unit" et des informations TDC correspondant aux barres touchées, ainsi que des informations chambres à fils. Le système peut traiter plus de 100 événements par seconde avec un temps mort inférieur à 20% (avec un déversement d'une durée de 300 ms, soit 30% de cycle utile).

Une liaison parallèle entre le système d'acquisition VME et un Macintosh MACII permet un contrôle en ligne des barres touchées et des temps de vols associés. Une liaison ethernet lie le système d'acquisition VME et une station parallèle (SUN) pour un traitement complet des événements (les logiciels sont les mêmes que ceux utilisés pour l'analyse ultérieure) afin d'effectuer une analyse préliminaire et élaborée pendant l'expérience (efficacité de détection, recentrage en "soft" du polarimètre, analyse fine des temps de vols, calcul des observables de polarisation...).

2.3.3 Simulation

Les prédictions théoriques de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ basées sur le modèle d'approximation d'impulsion ont été validées grâce aux expériences effectuées avec le détecteur EMRIC [16, 19]. Ces résultats ont permis d'envisager l'utilisation de ce modèle pour contrôler le rejet du bruit de fond et l'analyse des événements d'échange de charge enregistrés lors

des expériences avec POLDER. Une simulation, basée sur ce modèle, a été développée et permet de générer les mêmes informations que celles obtenues lors d'une expérience réelle. Les événements simulés sont filtrés par le détecteur (détection des protons dans les hodoscopes) puis soumis à l'analyse complète (voir chapitre suivant). La comparaison entre les données simulées et expérimentales constitue un excellent test des caractéristiques essentielles du polarimètre (réaction, détection et analyse).

Les données théoriques sont issues des prédictions de J. Carbonell, M. B. Barbaro et C. Wilkin [17] pour des énergies cinétiques du deuton incident de 150 à 500 MeV par pas de 50 MeV. Elles comprennent les valeurs de la section efficace non polarisée en fonction du moment transféré q (entre 0 et 300 MeV/c), du moment relatif k entre les deux protons (pour des énergies relatives de 0 à 10 MeV) et de l'angle θ_{qk} entre le moment transféré et le moment relatif. Le modèle théorique fournit également les pouvoirs d'analyse T_{ij} en fonction du moment transféré q , intégrés en θ_{qk} et pour des domaines en énergie relative de 0–1, 1–4 et 4–8 MeV. La polarisation t_{ij} du faisceau est choisie dans le programme de simulation.

La direction du deuton incident est générée de façon à ce que la forme du faisceau soit une gaussienne de largeur et de divergence réglables. La trajectoire de cette particule permet de reconstituer les informations chambres à fils et de calculer le vertex de la réaction dans le plan perpendiculaire au faisceau. Sa position longitudinale est choisie aléatoirement sur toute la longueur de cible.

Grâce aux prédictions théoriques, un tirage monte-carlo est réalisé sur les paramètres de la réaction que sont \vec{q} , \vec{k} et φ . Le nombre de deutons incidents est recalculé en ajustant la distribution, en fonction du moment transféré, des événements d'échange de charge par la section efficace intégrée en énergie relative.

Le vertex de la réaction et les impulsions des deux protons permettent de calculer les points d'impact sur les hodoscopes. Le nombre et les numéros de barres touchées complètent la construction de l'événement.

L'événement ainsi constitué est transmis au programme d'analyse pour y être traité de la même façon qu'un événement provenant d'une expérience. La comparaison des quantités cinématiques de la réaction d'échange de charge (q , E_{rel} , φ) entre la simulation et l'expérience permet de déterminer la présence de bruit de fond ou l'existence d'un

décentrage dans les différents éléments de POLDER. Les quantités physiques que sont les pouvoirs d'analyse et la section efficace sont moins sujet à la présence de bruit de fond. Cependant la section efficace permet de connaître l'efficacité totale de détection en fonction de q et la simulation des pouvoirs d'analyse permet d'apprécier les fluctuations et les erreurs statistiques en fonction de q .

Chapitre 3

Expérience de calibration

Les expériences de calibration ainsi que les expériences de mesure de polarisation, ont été réalisées auprès de l'accélérateur SATURNE au centre d'étude nucléaire de Saclay. Ce chapitre présente brièvement les équipements attachés à l'accélérateur (source polarisée, polarimètre de faisceau, spectromètre de détection) avant de détailler l'analyse des événements enregistrés par POLDER et les résultats de la calibration du polarimètre.

3.1 Conditions d'expérience

SATURNE est un synchrotron de seize mètre de rayon capable d'accélérer des protons et des deutons polarisés ou non polarisés et des ions légers (^3He , ^6Li ...) et lourds (^{16}O ... ^{40}Ca) produits par différentes sources. Les protons et les deutons non polarisés sont préaccélérés dans un LINAC (LINear ACcelerator), alors que les protons et deutons polarisés, ainsi que les ions lourds sont envoyés dans l'injecteur préaccélérateur MIMAS qui est un synchrotron de six mètres de rayon. L'utilisation de MIMAS permet d'augmenter considérablement (un facteur dix) les intensités en particules polarisées et ions lourds. A la sortie, le faisceau est injecté dans SATURNE pour y être accéléré jusqu'à l'énergie désirée.

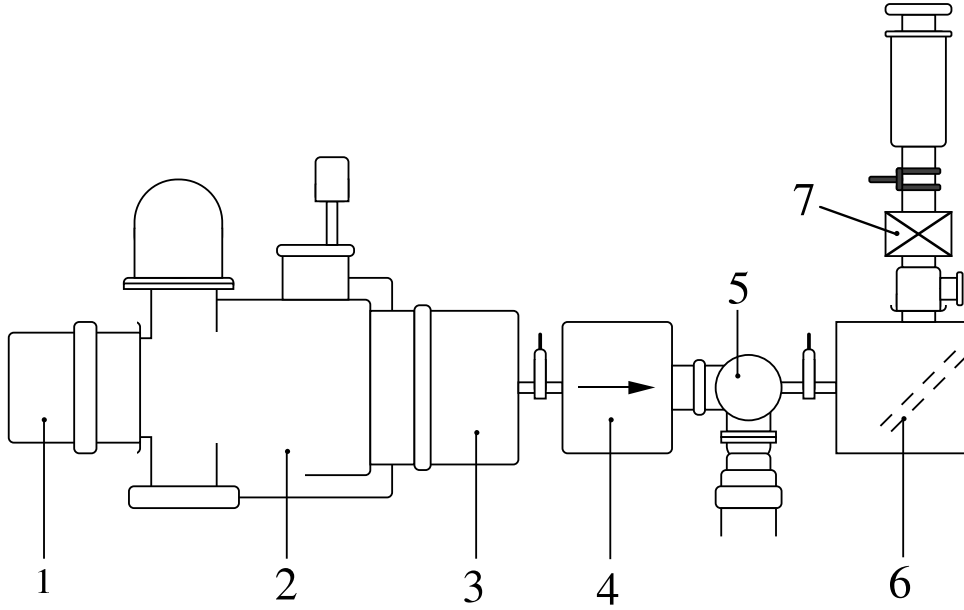


FIG. 3.1 – Source HYPERION : 1-dissociateur ; 2-sextupôle magnétique ; 3- transitions radiofréquences ; 4-ioniseur ; 5-lentilles électrostatiques ; 6-miroir électrostatique ; 7-SOLSPIN.

3.1.1 La source de deutons et protons polarisés

Nous ne présenterons qu'une description succincte de cette source dans la mesure où son principe et les modifications apportées depuis sa conception ont fait l'objet d'études détaillées [21, 22].

La source HYPERION (représentée figure 3.1) permet de produire un faisceau de deutons ou protons polarisés (à mieux que 96% pour les deutons) à partir de gaz de deutérium ou d'hydrogène. Le gaz est envoyé dans un dissociateur qui produit un jet atomique. Celui-ci est refroidi par un cryogénérateur puis limité en ouverture angulaire. Un séparateur Stern et Gerlach (sextupôle de 50 cm de longueur et de 10 mm de diamètre) fournit un champ radial non uniforme $H(r)$ qui sépare les niveaux de structure hyperfine des atomes par effet de focalisation et vide les états de projection de spin électronique $M_z = -1/2$.

Les atomes subissent ensuite des transitions radiofréquences qui induisent des échanges entre les sous-niveaux magnétiques de façon à produire une polarisation nucléaire, avant d'être ionisés en champ fort. Pour les deutons, trois transitions (petite PT, moyenne MT,

et grande GT) en champ faible ou moyen sont nécessaires. Ces transitions permettent huit combinaisons différentes caractérisées par des paramètres de polarisation dans le repère de la source, vectoriel (ρ_{10}) et tensoriel (ρ_{20}), différents selon que ces transitions sont individuellement actives ou non. Le tableau 3.1 montre les caractéristiques de ces huit états de polarisation du faisceau.

	PT	MT	GT	P_z	P_{zz}	ρ_{10}	ρ_{20}
1	–	–	–	0	0	0	0
2	+	–	–	$-2/3$	0	$-\sqrt{2/3}$	0
3	–	+	–	$+2/3$	0	$+\sqrt{2/3}$	0
4	+	+	–	0	0	0	0
5	–	–	+	$+1/3$	+1	$+1/\sqrt{6}$	$+1/\sqrt{2}$
6	+	–	+	$-1/3$	+1	$-1/\sqrt{6}$	$+1/\sqrt{2}$
7	–	+	+	$+1/3$	–1	$+1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$
8	+	+	+	$-1/3$	–1	$-1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$

TAB. 3.1 – Différents états de polarisation du faisceau de deutons à SATURNE. Le signe + des trois colonnes PT, MT, GT indique quelle transition est active.

Le faisceau polarisé longitudinalement ($\vec{p} // \vec{S}$) subit une déflexion électrostatique de 90° qui n'a pas d'influence sur la direction du spin, permettant donc de le rendre perpendiculaire à la direction du faisceau. Après le passage dans le solénoïde SOLSPIN qui fait précéder le spin autour de la direction du faisceau, celui-ci possède un spin vertical. Ainsi et dû au fait que les fréquences accélératrices de SATURNE ne sont pas dépolarisantes pour les deutons, on évite toute dépolarisation lors de l'accélération.

Le faisceau à la sortie de la source est cycliquement dans un état de polarisation déterminé (1, 2, ..., 8). Les expériences réalisées avec POLDER ont utilisé les états 5, 6, 7 et 8, seuls dotés d'une polarisation tensorielle. Les combinaisons de ces différents bursts (5+6, 7+8, 5+7, et 6+8) permettent d'obtenir séparément la partie tensorielle ou vectorielle de la polarisation. Notons que la somme des quatre états de spin est équivalente à un faisceau non polarisé, nécessaire pour la mesure de la section efficace totale non

polarisée.

3.1.2 Le polarimètre basse énergie

Les valeurs de polarisation données dans le tableau 3.1 sont des valeurs théoriques maximales. Expérimentalement, il est possible d'atteindre 95% de ces valeurs idéales. La connaissance de la polarisation du faisceau à 1 ou 2% près pour les expériences, nécessite une mesure qui est faite à basse énergie entre la source HYPERION et l'injecteur MIMAS.

SATURNE utilise la réaction $dd \rightarrow pt$ pour mesurer la polarisation vectorielle et tensorielle des deutons. Cette réaction est expérimentalement intéressante puisqu'elle permet, d'une part la double détermination, tensorielle à 0° et vectorielle autour d'un maximum du pouvoir d'analyse situé vers 120° . D'autre part, la production de protons de 4 MeV rend la détection et l'identification de la réaction particulièrement facile [22, 23, 24].

Dispositif expérimental

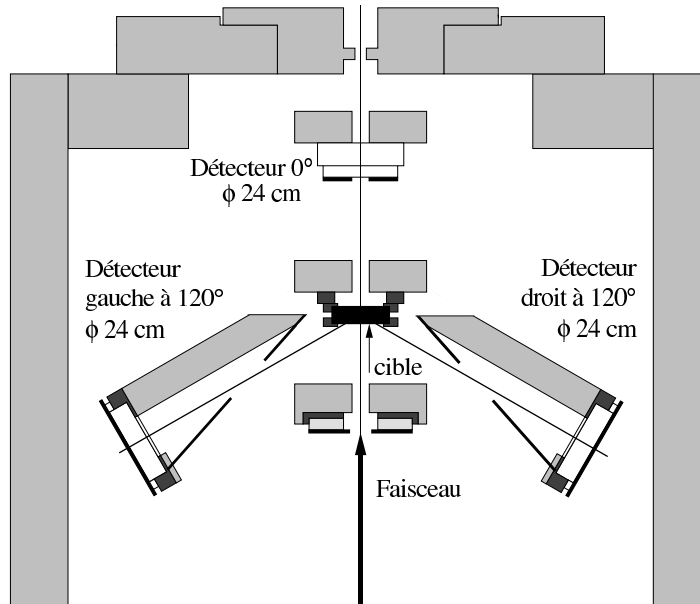


FIG. 3.2 – Polarimètre basse énergie.

La cible est composée de titane deutéré monté sur un support d'aluminium (Ti à 1.8 mg.cm^{-2} , Al à 10.5 mg.cm^{-2} , 1.8 atomes de D par atome de Ti). A l'avant de celle-ci, un

collimateur (figure 3.2), constitué de deux demi-couronnes d'acier superposées et isolées électriquement, permet de connaître la position horizontale du faisceau par la mesure de leur courant respectif créés par les deutons.

Le proton et le triton d'énergie respective 3 MeV et 4 MeV sont détectés dans trois détecteurs à silicium disposés à 0° et à $\pm 120^\circ$ de la direction du faisceau incident dans le plan horizontal. Ils sont tous les trois collimatés afin de définir un angle solide fixé. Les collimateurs de droite et gauche ($\pm 120^\circ$) sont inclinés de 72° par rapport à la direction définie par le centre de la cible et le centre du détecteur. Cette inclinaison permet de garder un angle solide égal, en fonction du déplacement horizontal du faisceau sur la cible [25].

Le monitoring du faisceau se fait par une chambre à ionisation située dans le faisceau en amont de la cible. Ce monitoring est relatif mais permet de s'assurer de la stabilité de l'intensité du faisceau par état de spin. Tous les comptages sont normalisés par rapport à ce monitoring.

Mesure de ρ_{10} et ρ_{20}

Les pouvoirs d'analyse utilisés pour retrouver la polarisation incidente sont des pouvoirs d'analyse intégrés, à la fois sur l'énergie du faisceau qui s'arrête dans la cible et sur les ouvertures angulaires des détecteurs utilisés. Les valeurs standard utilisées sont les suivantes :

$$iT_{11}(120^\circ) = 0.193 \pm 0.003 \quad \text{et} \quad T_{20}(0^\circ) = -0.660 \pm 0.012$$

avec une erreur absolue estimée à $\pm 2\%$ [26]. Du fait que l'axe de symétrie de la polarisation est perpendiculaire à l'impulsion des particules ($\beta=90^\circ$), la section efficace de la réaction $H(\vec{d}, p)t$ pour cette mesure est donnée par (Cf. § 1.1.3) :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} \cos\varphi iT_{11}(\theta) - \frac{1}{2} \rho_{20} T_{20}(\theta) \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \cos 2\varphi T_{22}(\theta) \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.}$ est la section efficace non polarisée et ρ_{10} , ρ_{20} sont les paramètres de polarisation vectoriel et tensoriel en coordonnées tensorielles irréductibles dans le repère

de la source.

Le détecteur placé à 0° est symétrique en φ , et permet, par intégration sur φ , de ne faire subsister que le terme en T_{20} :

$$\frac{d\sigma^{(i)}}{d\Omega}(0^\circ) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) \right)_{n.p.} \left(1 - \frac{1}{2} \rho_{20}^{(i)} T_{20}(0^\circ) \right) \quad (3.2)$$

où l'indice i représente les différents faisceaux (état de spin) donnés dans le tableau 3.1.

La valeur de ρ_{20} s'obtient en combinant les taux de comptage des états 5, 6, 7 et 8 :

$$\rho_{20} = \frac{2}{T_{20}(0^\circ)} \frac{N_0^{(5)} + N_0^{(6)} - N_0^{(7)} - N_0^{(8)}}{N_0^{(5)} + N_0^{(6)} + N_0^{(7)} + N_0^{(8)}} \quad (3.3)$$

où $N_0^{(i)}$ sont les taux de comptage normalisés dans le détecteur à 0° dans l'état (i) .

Les détecteurs à droite et à gauche correspondent à un angle $\theta = 120^\circ$ et un angle φ respectif de 0 et 180° . En combinant les états de polarisation tensorielle opposés 5 + 7 et 6 + 8 pour éliminer les termes tensoriels, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(5)}}{d\Omega}(G) + \frac{d\sigma^{(7)}}{d\Omega}(G) &= 2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(120^\circ) \right)_{n.p.} \left(1 - \sqrt{2} \rho_{10} i T_{11}(120^\circ) \right) \\ \frac{d\sigma^{(5)}}{d\Omega}(D) + \frac{d\sigma^{(7)}}{d\Omega}(D) &= 2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(120^\circ) \right)_{n.p.} \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} i T_{11}(120^\circ) \right) \\ \frac{d\sigma^{(6)}}{d\Omega}(G) + \frac{d\sigma^{(8)}}{d\Omega}(G) &= 2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(120^\circ) \right)_{n.p.} \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} i T_{11}(120^\circ) \right) \\ \frac{d\sigma^{(6)}}{d\Omega}(D) + \frac{d\sigma^{(8)}}{d\Omega}(D) &= 2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(120^\circ) \right)_{n.p.} \left(1 - \sqrt{2} \rho_{10} i T_{11}(120^\circ) \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

et donc :

$$\rho_{10} = \frac{1}{\sqrt{2} i T_{11}(120^\circ)} \frac{\sqrt{\frac{(N_G^{(5)} + N_G^{(7)})(N_D^{(6)} + N_D^{(8)})}{(N_G^{(6)} + N_G^{(8)})(N_D^{(5)} + N_D^{(7)})}} - 1}{\sqrt{\frac{(N_G^{(5)} + N_G^{(7)})(N_D^{(6)} + N_D^{(8)})}{(N_G^{(6)} + N_G^{(8)})(N_D^{(5)} + N_D^{(7)})}} + 1}} \quad (3.5)$$

Les $N_{G/D}^{(i)}$ sont les taux de comptage normalisés des détecteurs gauche et droit. La relation 3.5 moyenne les comptages sur les deux détecteurs afin d'éliminer au 1^{er} ordre l'incertitude sur l'angle de diffusion dû au décentrage du faisceau sur la cible. L'efficacité des compteurs s'élimine également.

On définit P_V et P_T les rapports entre polarisation réelle et polarisation maximale pour le vectoriel et le tensoriel :

$$P_V = \frac{\rho_{10}}{\rho_{10}^{max}} = \sqrt{6} \rho_{10} \quad P_T = \frac{\rho_{20}}{\rho_{20}^{max}} = \sqrt{2} \rho_{20}$$

Depuis peu la mesure continue du temps mort est utilisée pour corriger en ligne la polarisation [27], améliorant ainsi la précision des mesures. Lors de nos expériences, des mesures de polarisation étaient effectuées régulièrement toutes les huit heures pour contrôler le bon fonctionnement de la source et connaître les variations de la polarisation.

3.1.3 La ligne de faisceau SPES1

Description

SPES1 est un spectromètre à haute résolution en énergie ($\Delta E/E = 10^{-4}$) mis en service au LNS en 1972. Il a été conçu pour l'étude des réactions à deux corps dans le domaine des énergies intermédiaires [28]. Pour s'affranchir de la dispersion en énergie du faisceau accéléré par SATURNE et donc d'une mauvaise résolution finale, SPES1 a été conçu sur le principe dit à perte d'énergie. Les deux pièces maîtresses de la ligne de faisceau utilisant SPES1 (voir figure 3.3) sont un analyseur A placé avant la cible et un spectromètre S placé après la cible. L'analyseur A disperse le faisceau sur la cible et est réglé de telle sorte que toutes les trajectoires correspondant au même moment transféré (de la réaction) se retrouvent au même endroit sur la focale du spectromètre (compensation des effets de dispersion en énergie du faisceau incident et des effets cinématiques).

Trois sextupôles corrigent les aberrations du faisceau incident et des particules diffusées. Trois ensembles de fentes verticales et horizontales avant l'analyseur permettent de réduire l'intensité et de limiter l'émittance du faisceau incident sur la cible. Un ensemble de fentes horizontales et verticales après la cible (6 cm d'uranium) permet de limiter et de réduire l'angle solide de détection.

L'ensemble de la ligne (cible comprise) est placé sous vide jusqu'à la sortie du spectromètre. L'interface vide-air est assuré par deux fenêtres en kapton de $125\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le spectromètre peut tourner autour de la cible primaire grâce à un système sur coussin d'air dans un domaine angulaire de -4 à 73° . Lors des expériences de calibration, le faisceau de deutons accéléré par SATURNE traverse le spectromètre placé à 0° et arrive directement sur la cible de POLDER. Pour cette raison les intensités de faisceau sont limitées à peu près à 10^4 deutons par cycle.

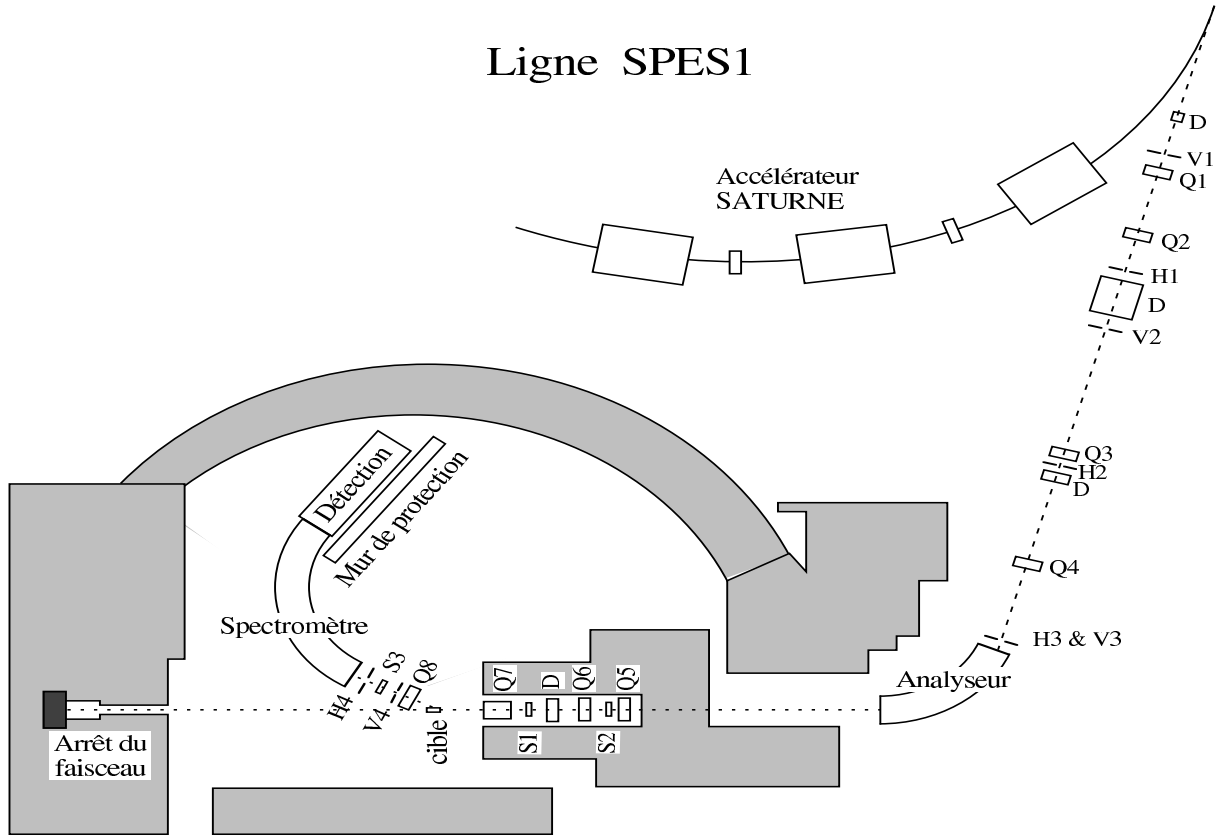


FIG. 3.3 – Spectromètre SPES1.

Précession du spin

L'expression de la section efficace polarisée (Cf. relation 1.76) impose pour avoir une contribution en T_{21} que l'axe de symétrie de la polarisation du faisceau possède une composante non nulle suivant l'impulsion de la particule. A partir d'un faisceau dont la polarisation est perpendiculaire à l'impulsion, seule l'utilisation combinée d'un solénoïde et d'un dipôle permet de se retrouver dans la configuration désirée. La ligne de faisceau SPES1 est la seule auprès du LNS à disposer des deux aimants nécessaires, un solénoïde supraconducteur (OPTIMIST) pouvant être installé entre deux quadrupôles (Q_6 et Q_7) et le spectromètre SPES1 jouant le rôle du dipôle.

Au passage dans le solénoïde, le spin précesse autour de l'axe du champ magnétique qui est colinéaire à l'impulsion. Celui-ci est réglé de telle sorte qu'à la sortie de l'aimant, l'axe de symétrie de la polarisation se situe dans le plan horizontal. Le dipôle SPES1 entraîne

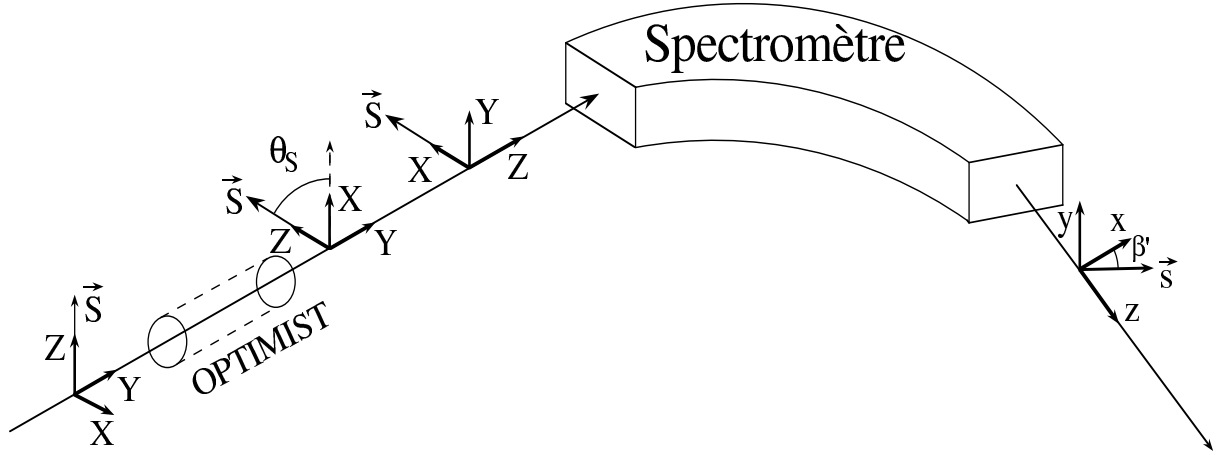


FIG. 3.4 – Action conjuguée du solénoïde OPTIMIST et du spectromètre SPES1 sur le spin de la particule.

alors une précession autour de l'axe vertical (voir figure 3.4), créant une composante du spin suivant l'axe z (colinéaire à l'impulsion de la particule).

Les premières expériences (calibration de 1992) utilisaient le solénoïde VAURIEN limité en courant à cause du vieillissement et remplacé en 1993 par OPTIMIST. Nous avons réalisé la calibration de ce dernier afin d'étalonner le champ magnétique, en fonction du moment magnétique et de l'énergie des particules, pour obtenir une rotation de l'axe de symétrie de la polarisation de 90° .

Calibration du solénoïde OPTIMIST

Le moment magnétique $\vec{\mu}$ d'un deuteron est relié à son spin par la relation $\vec{\mu} = g_d \mu_n \vec{S}$ où $\mu_n = e/2m_p$ est le magnéton nucléaire de Bohr, g_d le facteur gyromagnétique du deuteron et $S = 1\hbar$ son spin. La vitesse angulaire w d'un moment magnétique plongé dans un champ magnétique \vec{B} constant, est donnée par la précession de Larmor (dans le référentiel de la particule) :

$$S\gamma w = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$$

où $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, et $\beta = v/c$. L'angle de rotation du spin θ_S dans le solénoïde (exprimé dans le système du laboratoire) est alors donné par :

$$\theta_S = wt = g_d \frac{\mu_n}{\hbar c} BL \frac{m_d}{p_d} \quad (3.6)$$

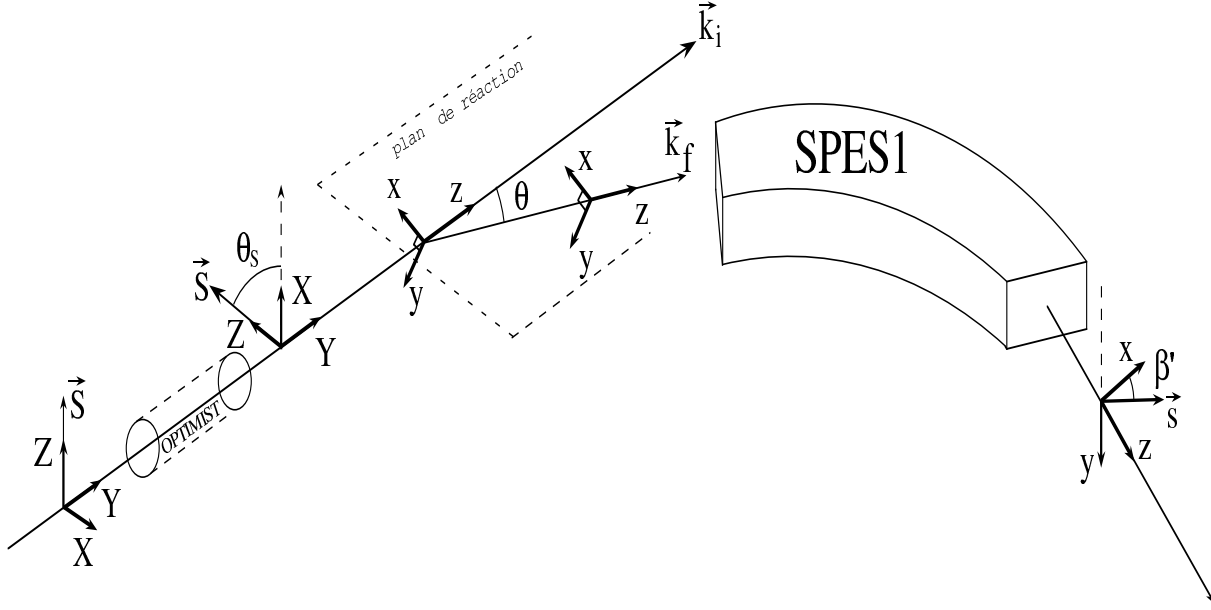


FIG. 3.5 – Calibration du solénoïde OPTIMIST par diffusion élastique de deuteron sur carbone. Les deutons diffusés sont détectés à $\theta = 10^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$.

où t est le temps passé par la particule dans le champ magnétique, L la longueur du solénoïde, m_d et p_d la masse et l'impulsion du deuteron. Le champ étant proportionnel au courant I_S de l'aimant, l'angle θ_S peut s'écrire :

$$\theta_S = k \frac{I_S}{p_d} \quad (3.7)$$

La calibration du solénoïde permet de déterminer expérimentalement le courant I_S nécessaire pour obtenir un angle $\theta_S = \pi/2$, et donc le coefficient k .

La méthode de calibration fait intervenir la diffusion élastique des deutons sur une cible de carbone [29] placée avant SPES1. Le spectromètre est réglé pour détecter les deutons élastiques à 10° , domaine où le pouvoir d'analyse vectoriel (T_{11}) et la section efficace sont élevés [29]. Le nombre de deutons diffusés est mesuré par les deux détecteurs starts du polarimètre POLDER et dépend de l'état de spin du faisceau. Deux états de spin vectoriels du faisceau (les états 2 et 3 du tableau 3.1) ont été utilisés pour des énergies incidentes de 200, 300 et 400 MeV. L'action du solénoïde sur un repère où l'axe de quantification (Oz) est colinéaire à l'axe de symétrie de la polarisation, et l'axe y est colinéaire à l'impulsion de la particule (figure 3.5) est une rotation par rapport à l'axe y

d'un angle θ_S . D'après la relation 1.30 et l'annexe A, la polarisation ρ'_{10} après rotation est reliée à ρ_{10} avant rotation par la relation :

$$\rho'_{10} = \rho_{10} r_{00}^{(1)}(\theta_S) \quad \text{d'où} \quad \rho'_{10} = \rho_{10} \cos \theta_S \quad (3.8)$$

La section efficace dans le repère d'hélicité primaire (avant le spectromètre) est :

$$\frac{d\sigma^{(i)}}{d\Omega}(10^\circ, 0^\circ) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(10^\circ) \right)_{n.p.} \left(1 - \sqrt{2} \rho_{10}^{(i)} \cos \theta_S iT_{11} \right)$$

où l'indice i représente l'état de spin du faisceau. On mesure alors l'asymétrie :

$$\frac{N_2 - N_3}{N_2 + N_3} = -2\sqrt{2} |\rho_{10}| \cos \theta_S iT_{11} = -\sqrt{3} A_y \cos \theta_S iT_{11} \quad (3.9)$$

Lorsque le courant dans OPTIMIST est nul, l'angle θ_S est nul et l'asymétrie est maximale. Lorsque le courant dans le solénoïde est ajusté pour avoir un angle de rotation du spin de $\pi/2$, les taux de comptage deviennent égaux et l'asymétrie est nulle. Pour $\theta_S \simeq \frac{\pi}{2}$, le développement $\cos(\theta_S) \simeq \frac{\pi}{2} - \theta_S$ et la relation 3.9 permettent d'obtenir une relation linéaire :

$$\frac{N_2 - N_3}{N_2 + N_3} = -\sqrt{3} A_y iT_{11} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{kI_S}{p_d} \right) = aI_S + b \quad (3.10)$$

Une mesure de l'asymétrie $\frac{N_2 - N_3}{N_2 + N_3}$ en fonction de I_S dans la région où $\theta_S \simeq \frac{\pi}{2}$, permet de déterminer a et b . On retrouve alors le courant nécessaire pour avoir $\theta_S = \frac{\pi}{2}$ lorsque l'asymétrie est nulle et le coefficient k de la relation 3.7.

Résultats Les mesures expérimentales sont regroupées figure 3.6, pour les trois énergies incidentes, et les résultats sont présentés tableau 3.2 [30]. Les ajustements linéaires (figure 3.6) permettent de déduire I_S , correspondant à une rotation de $\frac{\pi}{2}$, pour chaque énergie et d'en extraire le coefficient k . Les valeurs sont compatibles aux différentes énergies si l'on prend en compte des erreurs systématiques de ± 0.2 . La valeur de k moyennée sur les trois mesures ($k = 28.4 \pm 0.1$) permet de recalculer I_S pour chaque énergie avec une meilleure précision.

Les caractéristiques du solénoïde, données par le constructeur, prévoient un champ nominal $B_{max}L=12$ Tm pour un courant nominal de 109 A. De la relation 3.6 à 400 MeV et pour $\theta_S = \pi/2$, on obtient $BL=7.88$ Tm (avec les valeurs numériques suivantes : $g_d=0.857$,

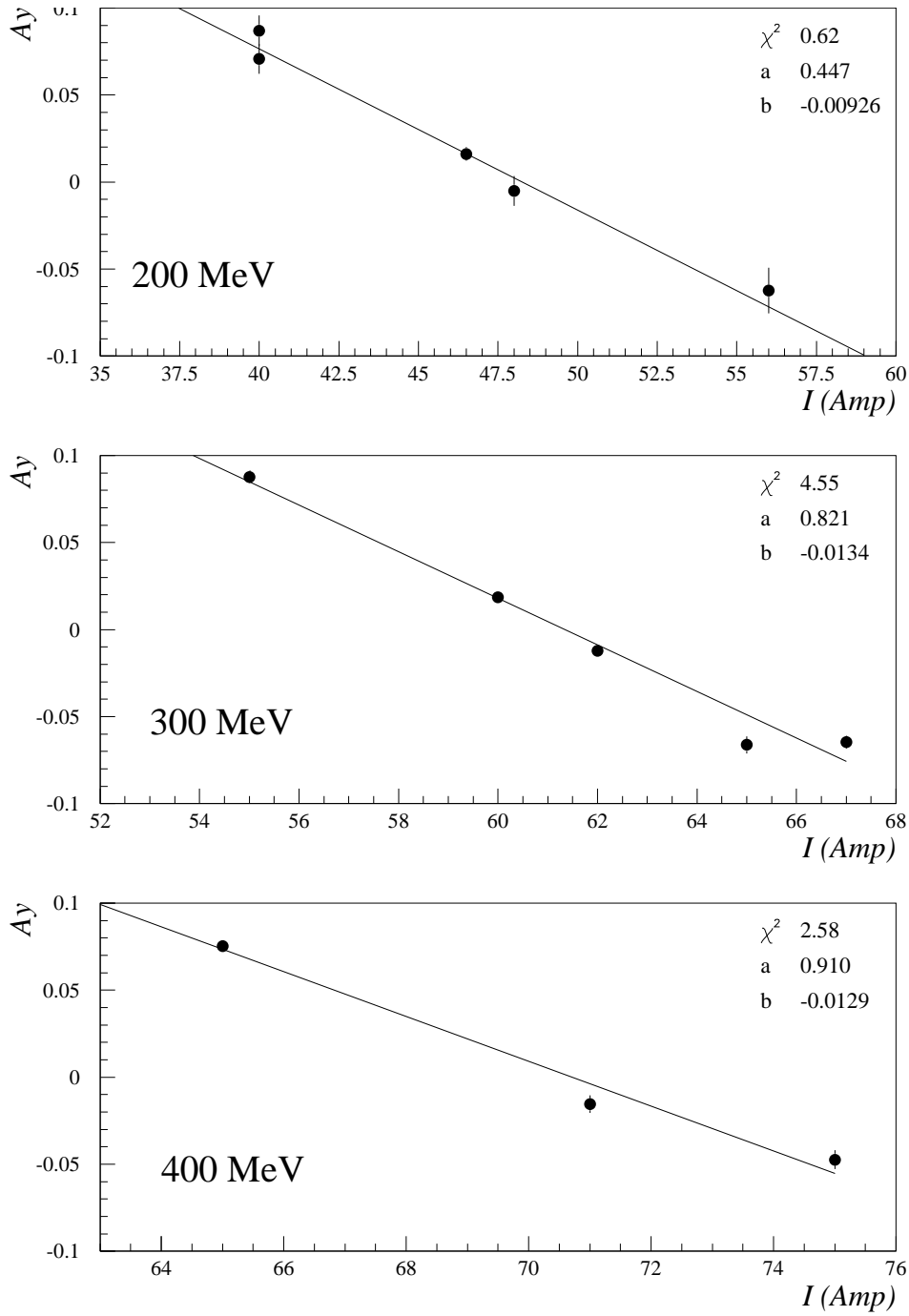


FIG. 3.6 – Résultats de la calibration du solénoïde OPTIMIST. Les droites représentent le résultat des régressions linéaires réalisées sur les points expérimentaux pour les trois énergies.

E [MeV]	p [MeV/c]	$I_S(\frac{\pi}{2})$ [A]	k [MeV/c/A rad]	$I_S(\frac{\pi}{2})$ [A]
200	889	48.3 ± 0.4	28.9 ± 0.3	49.2 ± 0.1
300	1102	61.4 ± 0.1	28.2 ± 0.1	61.1 ± 0.1
400	1289	70.7 ± 0.2	28.6 ± 0.1	71.4 ± 0.1

TAB. 3.2 – Les valeurs I_S de la troisième colonne sont déduites des régressions linéaires. Les valeurs de k sont extraites de I_S . Les courants sont ensuite recalculés à partir de la valeur moyenne de k pour les trois énergies (cinquième colonne).

$\mu_N/\hbar c = 0.160$ [Tm] $^{-1}$, $m_d = 1875.6$ MeV, $p_d = 1289$ MeV/c). Cette valeur correspond à un courant $I_S = 71.4$ A (tableau 3.2). On peut alors en déduire le coefficient de proportionnalité entre I_S et BL : $I_S/\text{BL} = 9.06$. Le courant nominal peut ainsi être recalculé avec cette valeur : $I = 9.06 \times 12 = 108.7$ A et comparé à la valeur donnée par le constructeur (109 A). L'accord est bon car il correspond à une différence de 0.3% entre les valeurs prédites et mesurées.

3.1.4 Prise de données

Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus de l'expérience de calibration qui s'est déroulée au mois de juillet 1993 au laboratoire national SATURNE. La structure en temps du faisceau fourni par SATURNE est cyclique. Les deutons sont délivrés pendant une durée (déversement) approximative d'un tiers de seconde chaque seconde produisant un cycle utile de 30%. L'étalement uniforme du faisceau sur ces 300 ms est contrôlé grâce aux équipements de l'accélérateur.

La calibration de POLDER a nécessité des faisceaux de deutons polarisés d'une énergie de 175 MeV et de 200 à 500 MeV par pas de 50 MeV. Les intensités de faisceau étaient typiquement de $2 \cdot 10^4$ deutons incidents par cycle. Elles permettaient d'obtenir la statistique nécessaire avec un temps de mesure raisonnable (dix jours pour huit énergies) tout en induisant un taux de comptage acceptable sur les chambres à fils et en limitant le temps mort d'acquisition à une valeur moyenne de 20%. Avec ces intensités, le taux d'acquisition correspondait à des valeurs 2 à 3 fois supérieures à l'efficacité attendue avec la réaction d'échange de charge (0.3%). Afin de tester le polarimètre et son principe, des enregistre-

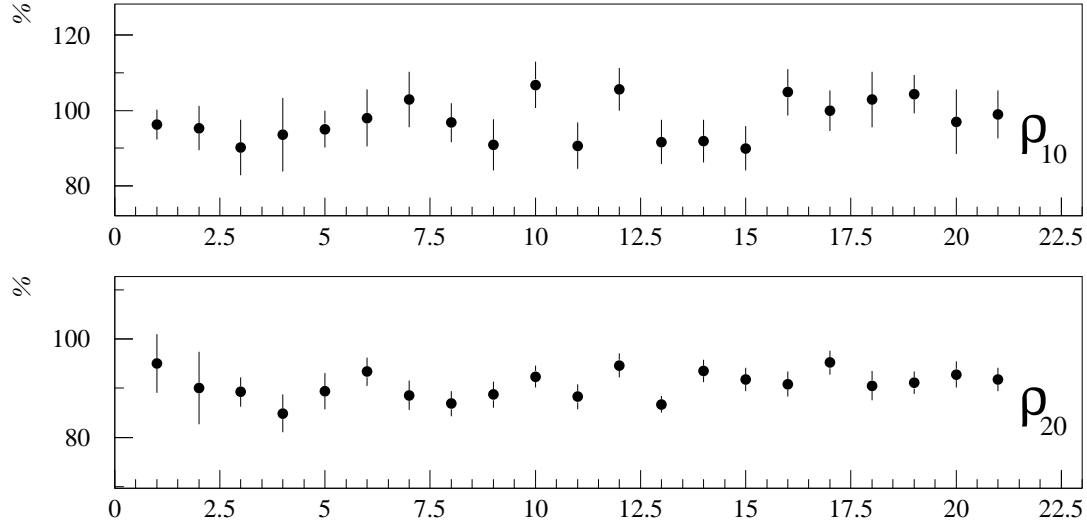


FIG. 3.7 – Polarisation du faisceau de deutons incidents pour les différentes mesures effectuées, en pourcentage de la valeur maximale.

énergie (MeV)	distance à la cible (cm)	
	hodoscope 1	hodoscope 2
175	30	110
200	30	110
250	30 & 40	110 & 130
300	40	130
350	40 & 50	130 & 160
400	50	160
450	50	160
500	50	160

TAB. 3.3 – Distance des hodoscopes à la cible en fonction de l'énergie.

ments ont été faits avec différentes intensités, largeurs et positions de faisceau sur cible. L'intensité a été augmentée jusqu'à 9.10^4 deutons par seconde afin de tester son influence sur l'analyse des données par rapport aux coïncidences fortuites entre deux particules du faisceau. Les variations de la position du faisceau étaient de quelques centimètres et ont permis d'évaluer la dépendance de l'efficacité absolue de détection par rapport à la longueur de cible et au décentrage du faisceau dans les hodoscopes. Cependant, à cause de l'utilisation d'un spectromètre à faible dispersion, les largeurs de faisceau n'ont pu excéder quelques centimètres. Le comportement du polarimètre dans de telles conditions a donc été déduit des enregistrements avec faisceau décentré.

La polarisation du faisceau incident était mesurée toutes les huit heures pour s'assurer de sa stabilité. Les valeurs obtenues sont représentées figure 3.7 pour l'expérience de calibration de 1993.

Trois positions des hodoscopes ont été utilisées selon les énergies (voir tableau 3.3). A 250 et 350 MeV deux positions des détecteurs sont nécessaires pour la calibration afin de réaliser une interpolation des pouvoirs d'analyse et de la section efficace non polarisée entre 175 et 250 MeV pour la position 1 250 et 350 MeV pour la position 2 et 350 et 500 MeV pour la position 3.

3.2 Analyse des événements enregistrés

L'analyse hors ligne présentée dans ce chapitre est valable pour les deux types d'expériences réalisées à SATURNE (mesure de pouvoirs d'analyse et mesure de polarisation). Tout au long de cette présentation, une comparaison est faite entre les événements mesurés et les événements produits par la simulation (décrite § 2.2.3.3). Cette comparaison permet de tester, vis à vis d'erreurs systématiques qui pourraient en résulter, les méthodes d'analyses employées.

L'objectif de la conception du polarimètre était de réaliser un détecteur simple, peu sensible aux conditions de faisceau, de bruit de fond et à la dégradation des grandeurs analogiques (mesure d'énergie et identification en masse et en charge). Pour cette raison, le critère de sélection des événements ne fait intervenir que les barres d'hodoscopes touchées et leur temps de vol. La condition d'une multiplicité minimale égale à trois sur chaque

hodoscope est suffisante pour rejeter les principales réactions parasites puisque le taux d'acquisition obtenu (0.7%) est proche de celui attendu pour la réaction d'échange de charge (0.3%). L'analyse hors ligne a pour but de rejeter les événements de bruit de fond restant et les événements incomplets ou biaisés par la détection. Pour cela sont utilisées les barres touchées, qui permettent de tester la cohérence géométrique des événements (c.-à-d. la trajectoire des particules) et les informations temps de vols.

Il faut ensuite retrouver les grandeurs physiques de la réaction d'échange de charge que sont le moment transféré au neutron (q) et l'énergie relative (E_{rel}) entre les deux protons. Enfin, la dépendance azimutale du taux de comptage, et donc le calcul de l'angle φ est important. Toutes ces quantités sont déterminées uniquement à l'aide des points d'impact des protons sur les hodoscopes. Cela implique, pour l'expression de l'énergie relative, des approximations qui influent toutefois peu sur la détermination des observables de polarisation.

3.2.1 Levée de l'ambiguïté

Définition et objectifs

La détection simultanée de deux particules, dans un détecteur formé de deux plans (un pour chaque direction x et y), fait apparaître une indétermination sur leur position respective comme l'illustre la figure 3.8.

En effet, dans le cas le plus général, deux informations sont disponibles en x comme en y . Si on ne peut pas corrélérer ces informations, il existe alors quatre positions (x,y) éventuelles sans qu'il soit possible de distinguer les deux configurations 3.8a et 3.8b. L'utilisation d'un deuxième détecteur, dont les axes sont tournés d'un angle α permet toutefois de reconstituer les trajectoires des deux particules (pour POLDER $\alpha=45^\circ$). Dans le cas particulier de POLDER, la levée de l'ambiguïté est nécessaire pour un rejet optimum du bruit de fond, pour la correction du temps de transit de la lumière dans les barres plastiques et la reconstruction du vertex. Par contre elle n'intervient pas dans les calculs du moment transféré, de l'énergie relative ou de l'angle φ .

La méthode choisie cherche à reconstituer géométriquement des trajectoires provenant de la cible, et permet de distinguer (si il y en a) les barres associées à un bruit (qui doivent

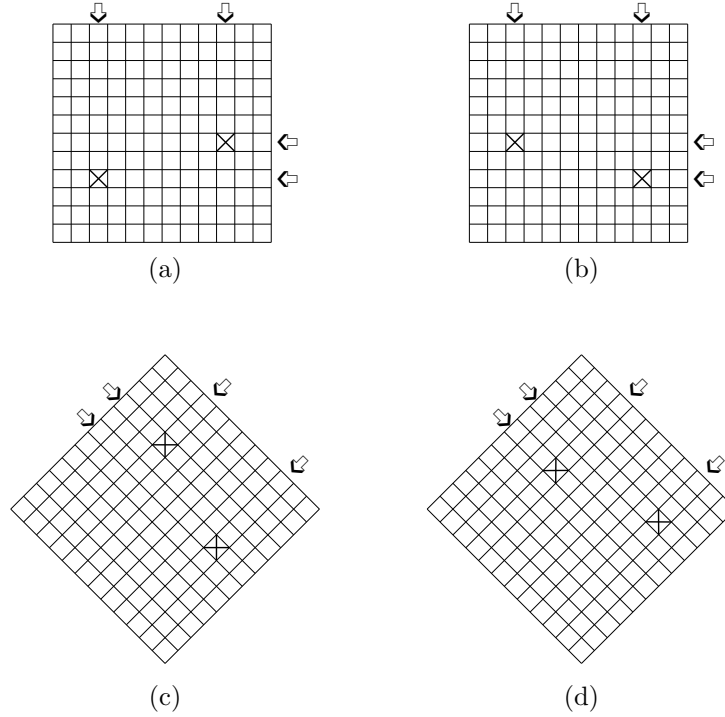


FIG. 3.8 – Exemple d’ambiguïté. La position réelle des deux protons correspond aux figures (a) et (c).

être rejetées pour lever correctement l’ambiguïté). Une fois le bruit éliminé, si le nombre de signaux restants ne permet pas de déterminer un événement d’échange de charge, alors l’événement est rejeté. Dans le cas contraire on sélectionne les deux meilleures trajectoires.

Méthode

Le nombre de barres touchées pour un événement d’échange de charge varie entre trois et quatre par hodoscope. Pour chaque cellule possible des deux hodosopes est défini un vecteur reliant le centre de celle-ci à un point donné de la cible. Leur nombre total varie de quatre à huit selon le nombre de barres touchées (figure 3.9). A la trajectoire d’un proton correspond alors deux vecteurs colinéaires, l’un étant défini entre la cible et le petit hodoscope, l’autre entre la cible et le grand hodoscope. De plus, si les hodosopes sont tournés l’un par rapport à l’autre d’un angle $\alpha = 45^\circ$, le fait qu’un vecteur associé au premier soit colinéaire à un vecteur associé au second implique qu’ils sont tous les deux colinéaires à la trajectoire d’une particule (figure 3.10). On définit un couple de

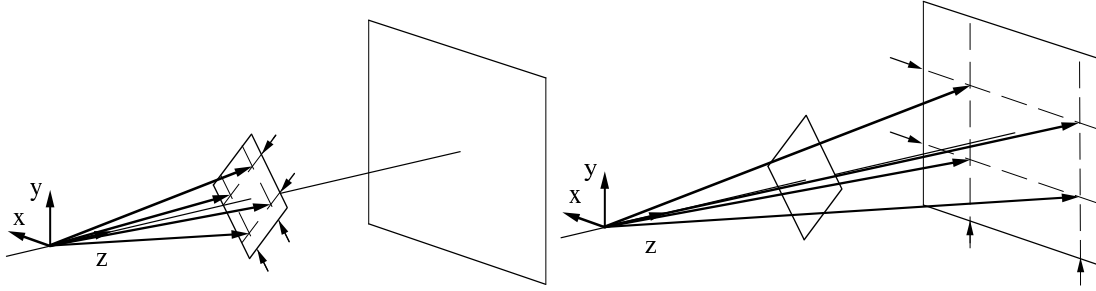


FIG. 3.9 – On définit des vecteurs entre le centre de la cible et le centre des cellules touchées dans le petit (à gauche) et le grand hodoscope (à droite).

vecteur comme un ensemble de deux vecteurs *associés chacun à un hodoscope différent*. Le nombre de couples pour lesquels les vecteurs sont colinéaires est égal au nombre de particules détectées, c'est à dire deux dans notre cas. L'angle θ associé entre deux vecteurs d'un même couple doit être nul s'ils correspondent à la trajectoire d'un proton issu de la cible.

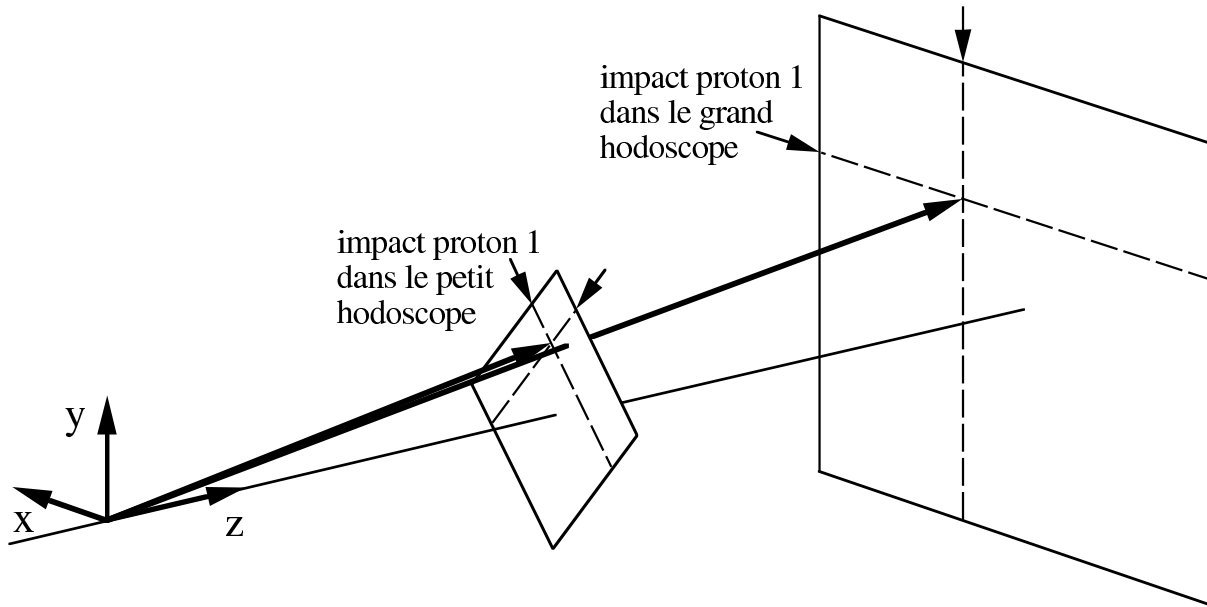


FIG. 3.10 – A la trajectoire d'un proton correspond un vecteur, dans le petit hodoscope, et un vecteur, dans le grand hodoscope, qui sont presque colinéaires.

En fait l'angle θ n'est jamais exactement nul pour deux raisons : premièrement la résolution angulaire de POLDER, qui dépend de sa granulométrie, est de l'ordre de 1.3° pour

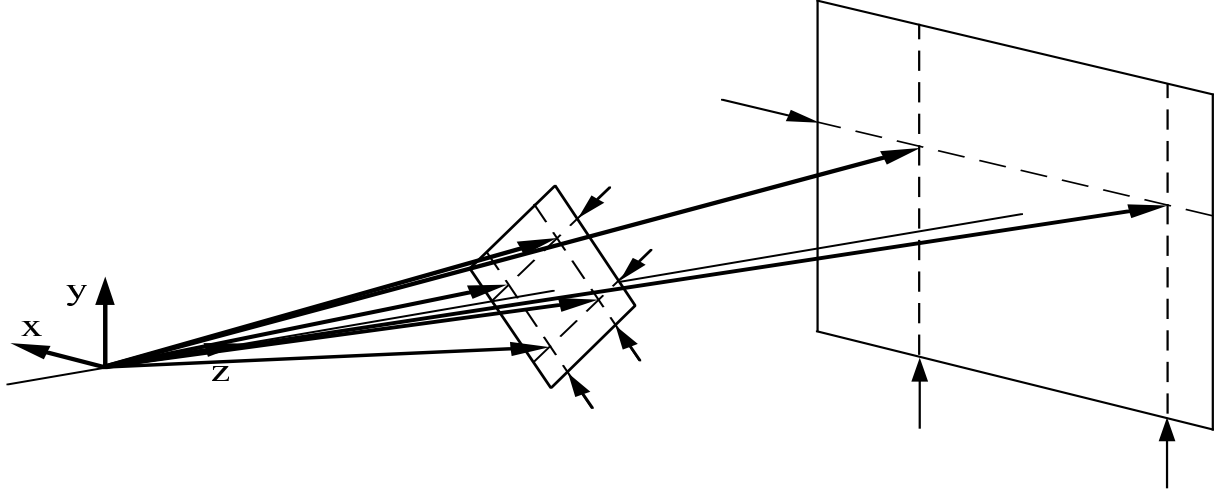


FIG. 3.11 – On calcule les angles entre les deux vecteurs du grand hodoscope (qui ont en commun un même numéro de barre) et tous les vecteurs du petit hodoscope. Ce calcul est repris pour toutes les barres touchées des deux hodoscopes.

le grand hodoscope et 1.4° pour le petit (position 1 à 250 MeV), ce qui fait pour l'angle θ une erreur d'environ 2.7° . Deuxièmement pour le calcul de ces vecteurs, on suppose le vertex de la réaction issu le long de la trajectoire du deuteron incident centré sur la cible suivant Oz. Malgré cela, l'angle θ_{max} pouvant être associé à un couple de vecteurs définissant la trajectoire d'un proton ne doit pas être trop grand. il faut se donner une limite en deçà de laquelle on peut définir le passage d'une particule issue de la cible. Cette limite, évaluée par simulation, dépend de l'énergie du deuteron incident et de la position des hodoscopes. Elle est comprise entre 4° (400 MeV position 3) et 6° (250 MeV position 1).

De manière pratique, on calcule l'angle associé à tous les couples de vecteurs possibles. La première trajectoire correspond à l'angle θ minimum. La seconde est choisie pour le plus petit θ calculé à partir de barres différentes de celles de la première, si la multiplicité le permet. Le fait de ne pas utiliser les mêmes barres pour les deux trajectoires est nécessaire pour pallier aux erreurs sur les angles. Il est en effet possible que sur deux barres voisines susceptibles d'avoir été touchées par une particule provenant de la cible, une seule soit choisie pour la trajectoire des deux protons (la différence d'angle peut varier de quelques dixièmes à 1°). L'événement est alors mal reconstitué, sa multiplicité est mauvaise et la

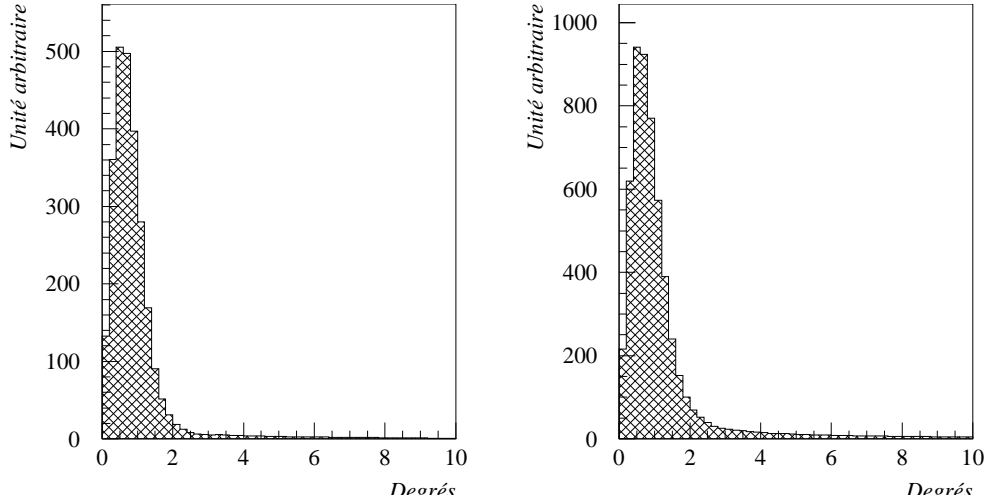


FIG. 3.12 – Angle minimum que l’on peut reconstruire pour chaque barre touchée (simulation à gauche, expérience à droite).

détermination de toutes les quantités ultérieures (correction temps vol, calcul de q et φ) peut en être influencée.

Cette méthode implique qu’une barre donnée servira au calcul de plusieurs angles (figure 3.11) . Si une particule provenant de la cible est passée par cette barre il doit y avoir au moins un de ces angles qui est inférieur à la limite définie plus haut. Inversement si tous les angles que l’on peut calculer avec une barre donnée sont supérieurs à cette limite, la barre touchée est associée soit à un bruit, soit à une particule ne provenant pas de la cible et il faut la rejeter.

Résultats

La figure 3.12 représente le résultat de la simulation, avant rejet, pour les angles minimum obtenus pour chaque barre touchée. La trainée au delà de 4° représente des événements (à peu près 5%) pour lesquels un des deux protons est passé dans une zone morte du détecteur (dans le plan x ou y du petit ou du grand hodoscope). Comme il manque une information pour pouvoir reconstituer la trajectoire correcte de ce proton, l’événement est inutilisable et donc rejeté. La même figure obtenue lors de l’expérience, avant rejet, montre de fortes similitudes avec la simulation. Cependant le nombre d’événements contenant une ou plusieurs barres situées dans la queue du spectre (au delà de

4°) est plus important. La différence vient principalement de deux sources : premièrement l'événement est correct, on arrive à trouver deux particules provenant de la cible mais il existe une barre touchée supplémentaire dont la position géométrique n'est pas acceptable. Il s'agit alors d'un événement d'échange de charge (deux protons) avec un bruit qui peut être soit électronique, soit une particule (gamma ou neutron) provenant d'ailleurs que de la cible. Deuxième possibilité, il n'y a aucune barre touchée pour laquelle l'angle est suffisamment petit pour reconstituer une trajectoire qui proviendrait de la cible. Ces événements ont été caractérisés par la suite comme des réactions parasites produisant deux particules chargées et dont l'origine principale est le premier hodoscope.

Ces événements particuliers sont récupérés dans le premier cas (bruit) ou rejetés dans le second cas (réaction parasite) par une méthode simple qui consiste à rejeter individuellement les barres pour lesquelles on ne peut pas trouver d'angle minimum inférieur à la limite donnée. Lorsque toutes les barres ont été testées, si il en reste suffisamment pour reconstituer un événement provenant de la cible on garde l'événement, sinon on le rejete.

Conclusion

Cette méthode permet de rejeter des événements géométriquement incompatible avec une réaction dans la cible et d'éliminer le bruit de fond créant une coïncidence fortuite avec une réaction d'échange de charge. Les événements restants sont donc constitués de deux particules chargées semblant provenir de la cible. L'ambiguïté liée à la position exacte de ces deux particules dans les hodoscopes est levée dans 90% des cas (estimé par simulation). Les 10% restants correspondent à des configurations géométriques particulières pour lesquelles, dans un plan donné, les barres touchées sont très proches. Pour ce plan particulier il n'est pas possible (quelle que soit la méthode) de distinguer quel proton est passé par telle ou telle barre. L'ambiguïté est, en fait, partiellement levée puisque dans les autres plans l'écart entre les barres touchées est généralement plus important. Cette difficulté n'entraîne pas d'erreur sur la reconstitution de vertex ou sur le calcul de q , de φ et de l'énergie relative. Par contre elle ne permet pas de réaliser une correction des temps de vol dans le plan où l'ambiguïté n'est pas levée (voir paragraphe suivant). Par conséquent on n'applique pas de coupure sur les temps de vol corrigés, dans le plan incriminé, pour

ce genre d'événements.

3.2.2 Informations temps de vol

La coïncidence entre les deux protons, produits par la réaction d'échange de charge, et le deuton incident est faite sur une fenêtre en temps de 100 ns. Les informations temps de vol sont mesurées entre le second détecteur start et les barres touchées dans les plans x et y des deux hodoscopes (figure 3.13) afin de rejeter les coïncidences fortuites dues au bruit de fond sur ces 100 ns. La mesure se fait grâce à un TDC (Time to Digital Converter) qui code le temps écoulé entre deux signaux. Afin d'utiliser le signal de validation de l'événement (coïncidence entre les détecteurs starts et une multiplicité trois dans les deux hodoscopes) pour initier la mesure de temps de vol, le signal issu des détecteurs start est retardé de 30 ns (ainsi la référence de mesure dépend du deuton, et non de l'arrivée d'une des deux particules détectées après la cible, Cf. fig. 2.5 p. 47). Le déclenchement de la mesure est commun aux 96 voies, ou barres, et arrive, aux modules TDC, après le démarrage de l'acquisition (temps mis par l'électronique). Les stops TDC sont fournis individuellement pour chaque barre touchée et sont retardés de 250 ns à l'aide de câbles, pour arriver environ 50 à 100 ns après le start TDC.

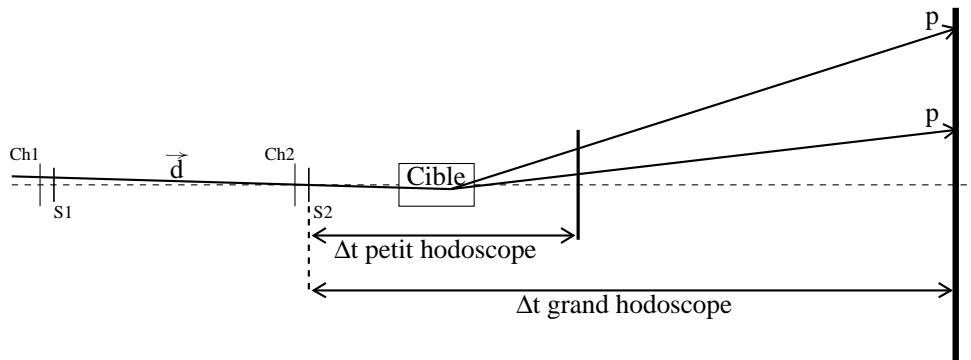


FIG. 3.13 – Principe de mesure des temps de vols.

La position des barycentres des pics TDC d'échange de charge peut varier de façon notable suivant la barre touchée, à cause des modules électroniques et des longueurs de câble différents pour chaque voie. On observe alors un élargissement artificiel de la différence de temps calculée entre les deux protons d'un même événement. On s'affranchit facilement de cet effet en recentrant le barycentre des informations TDC de toutes les voies sur un canal donné.

La largeur à mi-hauteur de la distribution des protons est de l'ordre de 2 ns. Il est possible de réduire cette largeur (Cf. fig. 3.14) et d'augmenter la précision sur la mesure du temps de vol en corrigeant du temps de parcours de la lumière dans les scintillateurs plastiques (qui ne sont vus par un photomultiplicateur qu'à une seule de leurs extrémités). Cela permet un meilleur rejet du bruit de fond par des coupures sur les distributions individuelles et sur les différences de temps de vol entre les deux particules.

Pour une barre donnée en x , une coïncidence est faite avec chacune des barres du plan y , et réciproquement. Les pics TDC correspondants aux cellules sélectionnées sont décalés en fonction de la distance au photomultiplicateur. La figure 3.15, représente la position du pic TDC en fonction de cette distance et montre l'opportunité de cette correction qui est de l'ordre (pour le second hodoscope) de 0.2 ns pour 3.5 cm (4.8 ns pour la longueur totale d'une barre). En y est représentée la correction nécessaire pour ajuster tous les pics d'une même barre sur un même canal (afin de réduire la largeur des pics et de recalculer une différence de temps correcte entre les deux protons). Une régression linéaire est faite sur 12 points (omettant les points extrêmes, qui souffrent d'un manque de statistique, et les points centraux qui contiennent des événements particuliers liés au faisceau). La pente (a) fournie par la régression linéaire permet de corriger l'information TDC en fonction de la position dans la barre. L'ordonnée à l'origine b permet de recentrer les pics TDC des deux hodoscopes sur un même canal. On obtient ainsi 2×48 valeurs pour a et autant pour b (24 par plan). La correction du temps de vol est réalisée de la même manière en y pour le petit et le grand hodoscope. Les valeurs de a et de b dépendent aussi bien des réglages électroniques que du vieillissement des barres, il est donc nécessaire de les recalculer à chaque expérience.

Les coupures sur les TDC bruts et corrigés sont automatisées. Chaque spectre TDC (pour chaque barre, 96 au total) est ajusté à l'aide d'une gaussienne. Les coupures sont

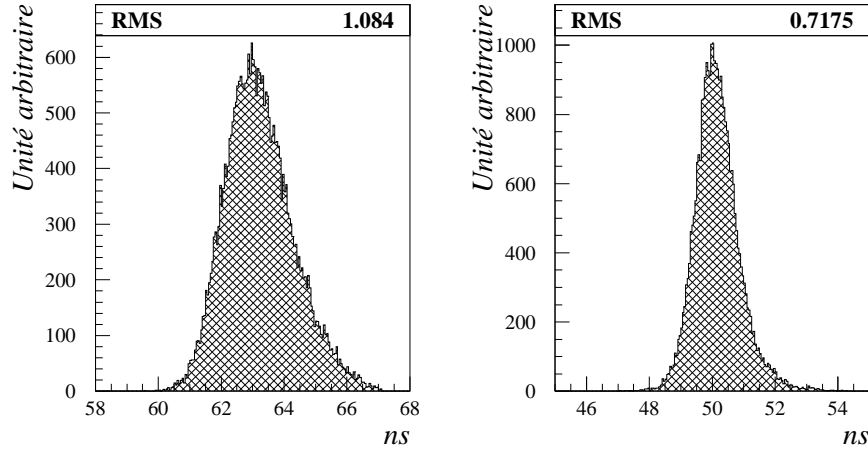


FIG. 3.14 – Exemple d’informations TDC brutes (gauche) puis corrigées (droite). La valeur RMS correspond à la moitié de la largeur à mi-hauteur. Elle est diminuée de 34% grâce à la correction.

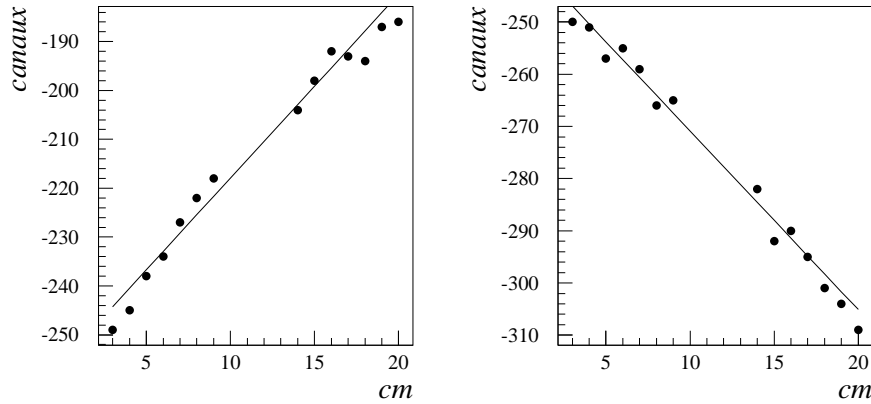


FIG. 3.15 – Ajustement des positions des pics TDC en fonction de la position dans la barre. Les figures sont des exemples pour deux barres côte à côte ce qui explique la différence de signe entre les deux pentes (les photomultiplicateurs sont à des extrémités opposées).

Expérience et simulation

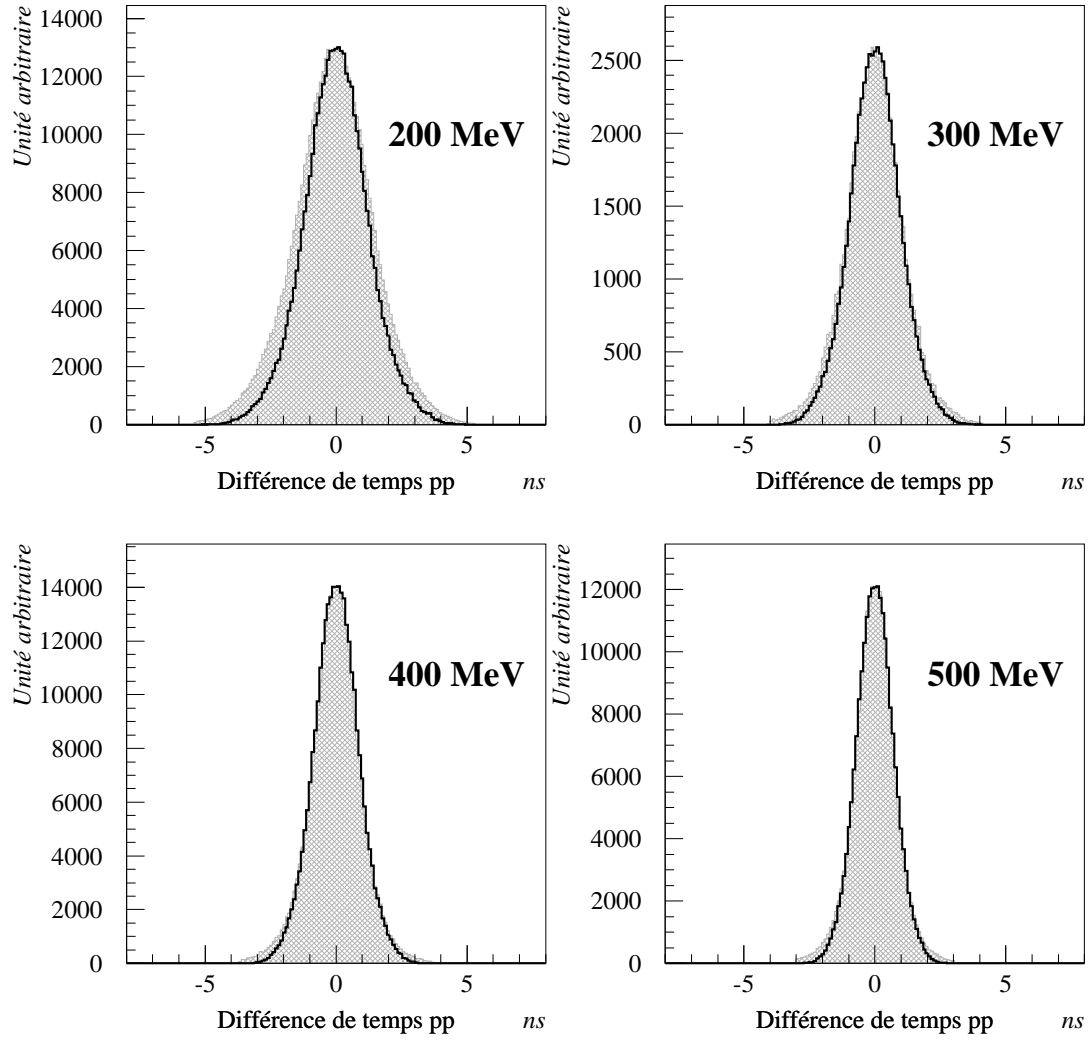


FIG. 3.16 – Différence de temps de vol dans le grand hodoscope entre les deux protons d'échange de charge pour les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuteron.

appliquées à des valeurs en temps correspondant à des valeurs en taux de comptage de 1/100 de l'amplitude de la gaussienne (elles sont de l'ordre de 5 ns sur les informations corrigées). Cette méthode permet de s'affranchir de la différence de position des barycentres des temps de vol bruts (différent pour chaque barre), ainsi que des problèmes électroniques qui dégraderaient la résolution pour une ou plusieurs barres.

La différence de temps entre les deux protons fournit une sélection supplémentaire. Les spectres expérimentaux sont comparés à la simulation (figure 3.16) et montre qu'une coupure de l'ordre de plus ou moins 3 à 5 ns est raisonnable. Cette coupure dépend de l'énergie du deuton incident, d'une part à cause de la résolution en temps donc de la position des hodoscopes, d'autre part à cause de la perte d'énergie des protons qui est d'autant plus importante que l'énergie est faible. Cet effet est encore amplifié par l'énergie d'excitation de la paire pp qui peut induire une grande différence d'énergie entre les deux protons. Dans la simulation cette perte d'énergie n'est pas incluse et explique la différence observée à 200 MeV.

Lorsqu'un événement possède une multiplicité trois dans l'un des deux hodoscopes la correction liée au temps de parcours dans le scintillateur ne peut être appliquée pour la barre touchée par les deux particules (car on ne sait pas à quel proton correspond l'information TDC). Par contre il est toujours possible d'effectuer le recentrage (lié au paramètre b). De même la correction des temps de vol nécessite la connaissance de la position exacte de chaque proton. Or il est des cas où l'ambiguïté n'est pas levée pour l'un des deux hodoscopes et il n'est pas possible d'appliquer de coupures sur les informations TDC pour cet hodoscope. Ces cas particuliers correspondent à des configurations géométriques bien définies et sont facilement identifiés (voir paragraphe précédent).

Les rejets effectués sont de deux types. Ils peuvent correspondre à l'élimination d'un bruit dans une barre, dans le cas d'une coïncidence fortuite entre un bruit de fond et un événement d'échange de charge, ou bien au rejet d'un événement parasite, constitué par exemple de deux deutons appartenant au faisceau ou d'un deuton et d'une autre particule chargée.

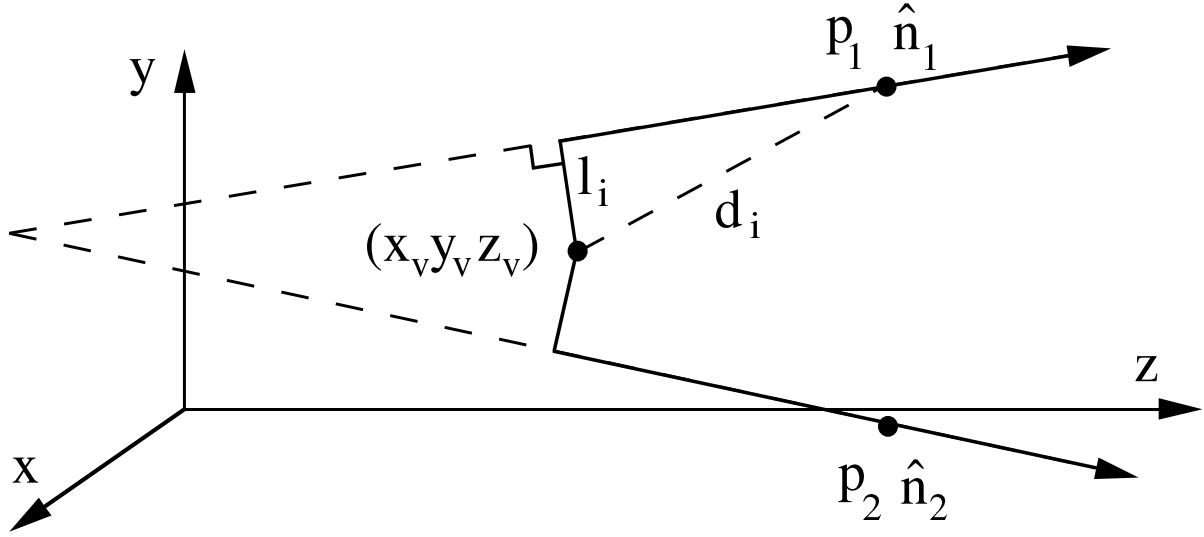


FIG. 3.17 – Schéma de principe du calcul de vertex.

3.2.3 Calcul du vertex de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$

Le but est de reconstituer le point d'où sont issus les deux protons détectés. Nous verrons que cette reconstitution est bonne malgré la médiocre résolution angulaire de la position des protons dans les hodoscopes. La méthode utilisée est basée sur un algorithme développé au CERN.

Méthode

Le vertex d'un ensemble de droites définies par des points $P_i = (x_i, y_i, z_i)$ et des vecteurs directeurs $\hat{n}_i = (\cos \alpha_i, \cos \beta_i, \cos \gamma_i)$, est le point de coordonnées x_v, y_v, z_v , pour lequel la somme L des distances (d_i) entre ce point et toutes les droites est minimum :

$$L^2 = \sum_{i=1, \dots, N} l_i^2 w_i \quad \text{minimum} \quad (3.11)$$

où w_i est un poids donné à chaque droite, qui est inversement proportionnel à la précision des points la définissant.

De par la géométrie on a (figure 3.17) :

$$l_i^2 = d_i^2 - (\hat{n}_i \cdot \vec{d}_i)^2 \quad (3.12)$$

où $\vec{d}_i = (x_v - x_i, y_v - y_i, z_v - z_i)$. C'est en minimisant la distance L par rapport à x_v , y_v , et z_v :

$$\frac{dL^2}{dx_v} = \frac{dL^2}{dy_v} = \frac{dL^2}{dz_v} = 0$$

qu'on obtient la solution donnée par le vecteur \vec{V} :

$$\vec{V} = M^{-1} \vec{D} \quad (3.13)$$

où :

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} x_v \\ y_v \\ z_v \end{pmatrix} \quad \vec{D} = \begin{pmatrix} \sum_i w_i [\cos \alpha_i (\hat{n}_i \cdot \vec{P}_i - x_i)] \\ \sum_i w_i [\cos \beta_i (\hat{n}_i \cdot \vec{P}_i - y_i)] \\ \sum_i w_i [\cos \gamma_i (\hat{n}_i \cdot \vec{P}_i - z_i)] \end{pmatrix}$$

$$M = \sum_i w_i \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha_i - 1 & \cos \alpha_i \cos \beta_i & \cos \alpha_i \cos \gamma_i \\ \cos \alpha_i \cos \beta_i & \cos^2 \beta_i - 1 & \cos \beta_i \cos \gamma_i \\ \cos \alpha_i \cos \gamma_i & \cos \beta_i \cos \gamma_i & \cos^2 \gamma_i - 1 \end{pmatrix}$$

Résultat

Le calcul du vertex (axe z) est montré figure 3.18 avant et après les coupures dues à la levée de l'ambiguïté. Le spectre final comparé à la simulation de la réaction d'échange de charge montre qu'il n'est pas nécessaire d'appliquer de coupures sur cette quantité (figure 3.19). Cependant ce calcul permet de vérifier le reste du traitement, notamment que les événements provenant de cibles parasites (comme le petit hodoscope) ont bien été éliminés, et que l'ambiguïté est bien levée. Pour ce calcul, on prend un poids égal à 10 pour la direction du deuton reconstituée à partir des informations chambres à fils (dont la précision est de l'ordre du millimètre) et égal à 1 pour la direction des protons estimée grâce aux informations des barres hodosopes touchées (dont la précision est de

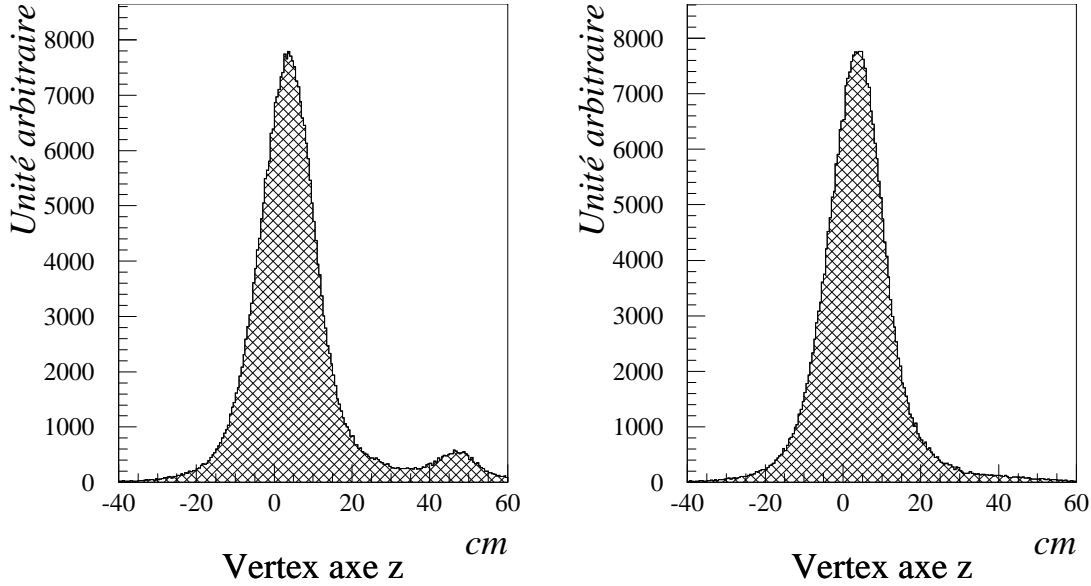


FIG. 3.18 – Vertex de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2p)n$ reconstitué avant (figure de gauche) et après (figure de droite) les coupures dues à la levée de l’ambiguïté pour une énergie cinétique deuteron de 400 MeV.

1.12 ou 3.5 cm). L’écart observé entre la simulation et l’expérience (figure 3.19 provient du fait qu’on considère une section efficace constante sur toute la longueur de la cible en simulation. On ne tient en effet pas compte du ralentissement des deutons qui conduit à une augmentation de la section efficace en fin de cible.

3.2.4 Calcul du moment transféré et de l’angle φ

Le reste de l’analyse présentée ici ne concerne que les événements d’échange de charge. Cela suppose que tous les événements parasites détectés et enregistrés avec POLDER sont rejetés, et que les événements d’échange de charge sont ”nettoyés” du bruit de fond éventuel. De plus, jusqu’à présent on utilisait comme informations géométriques, liées aux hodoscopes, le centre des cellules touchées (à part pour la reconstruction de vertex). Afin d’obtenir une distribution uniforme des protons, il est nécessaire de remplacer cette information par une position aléatoire répartie sur toute la surface de la cellule. On évite ainsi des erreurs associées à la discretisation suivant le moment transféré q et l’angle φ .

Le moment transféré q est relié de façon linéaire à l’angle de diffusion θ par la

Expérience et simulation

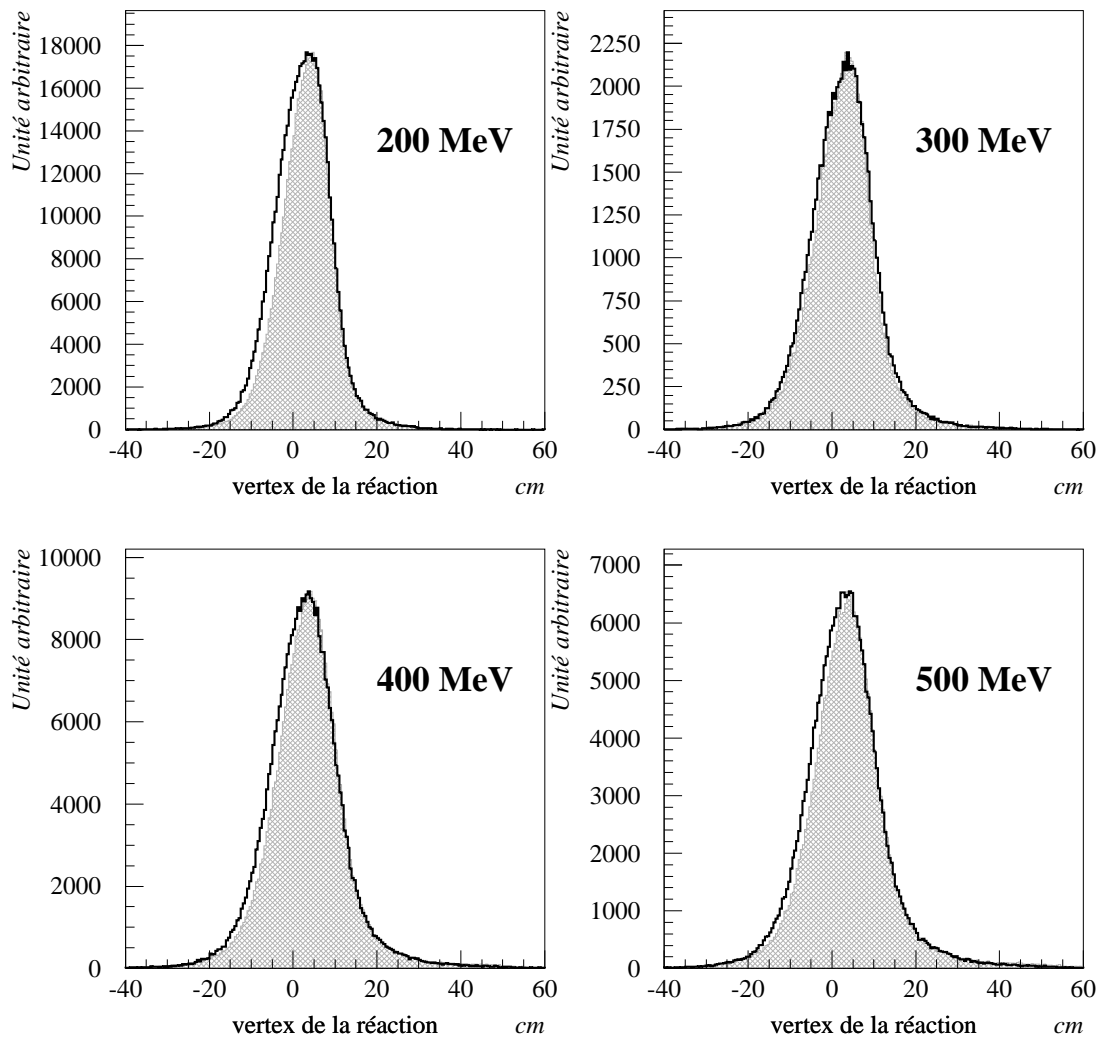


FIG. 3.19 – Vertex de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ calculé avec les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuton.

Expérience et simulation

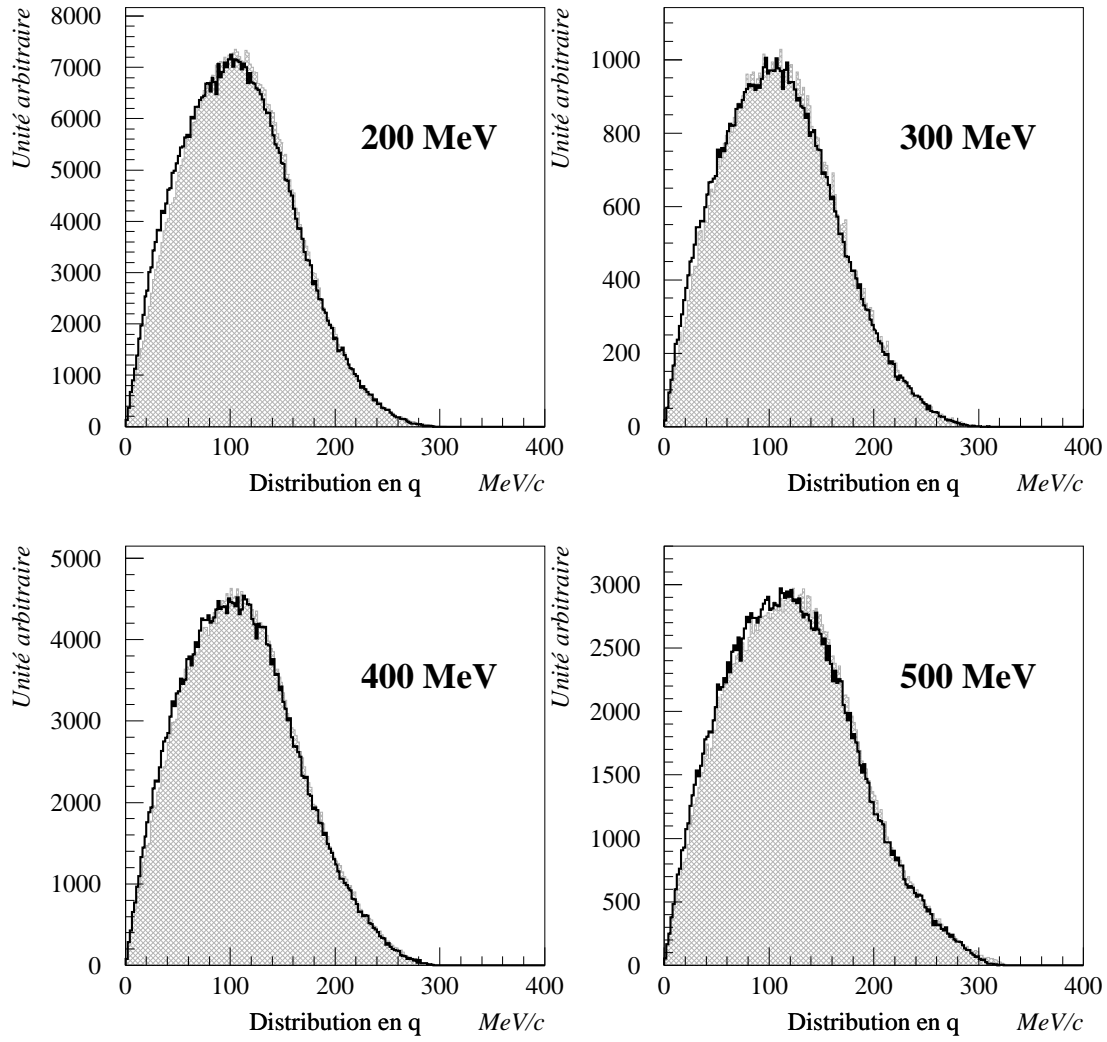


FIG. 3.20 – Moment transféré de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ calculé avec les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuteron.

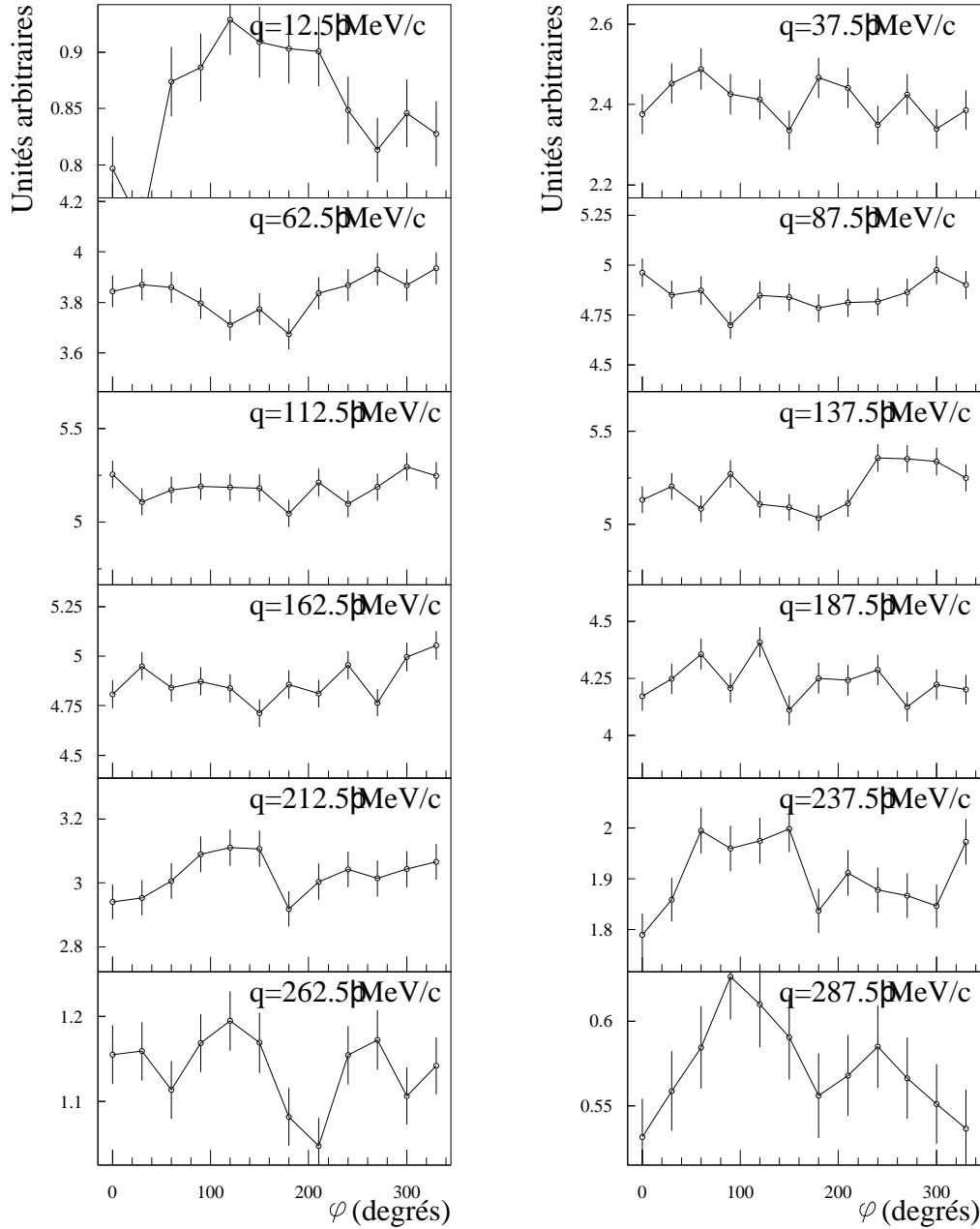


FIG. 3.21 – Distribution, en moment transféré q et en angle azimutal φ , du taux de comptage des événements d'échange de charge réalisée avec un faisceau non polarisé pour une énergie cinétique deuton de 400 MeV.

cinématique de la réaction (figure 3.23). L'angle θ est calculé entre la direction du deuton incident \vec{V}_d (mesurée par les chambres à fils) et la direction du centre de masse des protons \vec{V}_{CM} (position du centre de masse calculé dans les hodoscopes et corrigé de la position du vertex). L'angle θ est alors donné par le produit scalaire :

$$\cos\theta = \frac{\vec{V}_d \cdot \vec{V}_{CM}}{V_d \cdot V_{CM}} \quad (3.14)$$

La figure 3.20 montre la comparaison du calcul du moment transféré entre l'expérience et la simulation. L'accord montre que l'essentiel des réactions parasites a été correctement éliminé.

L'angle φ est calculé entre la normale au plan de réaction d'échange de charge et la normale au plan de réaction primaire dans le cas d'une mesure de polarisation, ou entre la normale au plan de réaction d'échange de charge et l'axe de symétrie de la polarisation dans le cas d'une mesure de pouvoirs d'analyse (Cf. § 1.1.3). Le produit vectoriel de \vec{V}_d et \vec{V}_{CM} permet d'obtenir l'axe y du repère d'hélicité attaché à la réaction du polarimètre, puis le produit scalaire entre cet axe y et soit l'axe y' du repère d'hélicité primaire, soit l'axe de symétrie de la polarisation (qui sont tous les deux colinéaires à $-\hat{Y}_{lab}$, que l'on définit vertical et dirigé vers la haut) :

$$\cos\varphi = -\hat{Y}_{lab} \cdot \hat{y} \quad \text{avec} \quad \hat{y} = \frac{\vec{V}_d \wedge \vec{V}_{CM}}{V_D \cdot V_{CM}} \quad (3.15)$$

La figure 3.21 montre la distribution des événements en φ par intervalle de moment transféré de 25 MeV/c pour la somme des quatre états de spin 5, 6, 7, 8 normalisé au même nombre de deutons incidents. Cette combinaison est équivalente à un faisceau non polarisé créant un taux de comptage uniforme en φ . Le fait que l'on observe bien une distribution uniforme dans la limite des incertitudes statistiques, montre que l'angle φ est bien recalculé et que le polarimètre n'a pas d'inefficacité dépendant de cet angle. L'intervalle en moment transféré centré sur 12.5 MeV/c est particulièrement sensible aux problèmes de décentrage et permet d'évaluer la précision sur le recentrage des différents éléments du polarimètre (Cf. § 2.2.3.1).

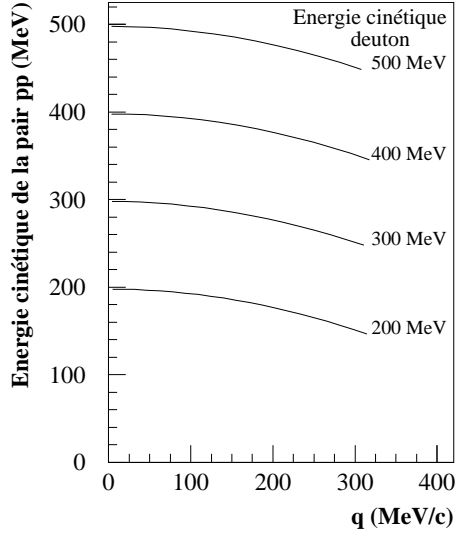


FIG. 3.22 – Energie de la paire proton-proton en fonction du moment transféré pour différentes énergies du deuteron incident.

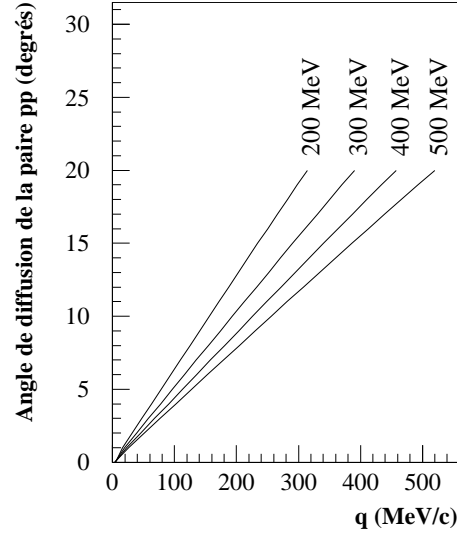


FIG. 3.23 – Relation cinématique entre l'angle θ dans le laboratoire et le moment transféré q .

3.2.5 Calcul de l'énergie relative

Du fait de la physique de la réaction d'échange de charge (Cf. § 2.2.2), la valeur des pouvoirs d'analyse dépend de la région sélectionnée en énergie relative. Il est donc nécessaire de calculer cette quantité à partir des informations fournies par POLDER. L'énergie relative, entre les deux protons de la réaction d'échange de charge, est reliée au moment relatif \vec{k} dans une approximation non relativiste, par la relation :

$$E_{rel} = \frac{k^2}{m_p} \quad \text{où} \quad \vec{k} = \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2}$$

\vec{p}_1 , \vec{p}_2 sont les impulsions des deux protons, et m_p est la masse du proton. Le polarimètre POLDER ne mesurant pas l'énergie des particules qu'il détecte, la norme des impulsions des deux protons n'est pas connue directement. Il serait possible d'obtenir leur différence grâce aux informations temps de vol associées, mais un calcul précis de l'énergie relative n'est pas nécessaire puisque les observables de polarisation varient lentement avec cette quantité. On se contente donc d'une approximation qui consiste à considérer que les impulsions des deux protons sont égales en norme ($\vec{p}_1 = p \hat{n}_1$, $\vec{p}_2 = p \hat{n}_2$), ce qui permet

Expérience et simulation

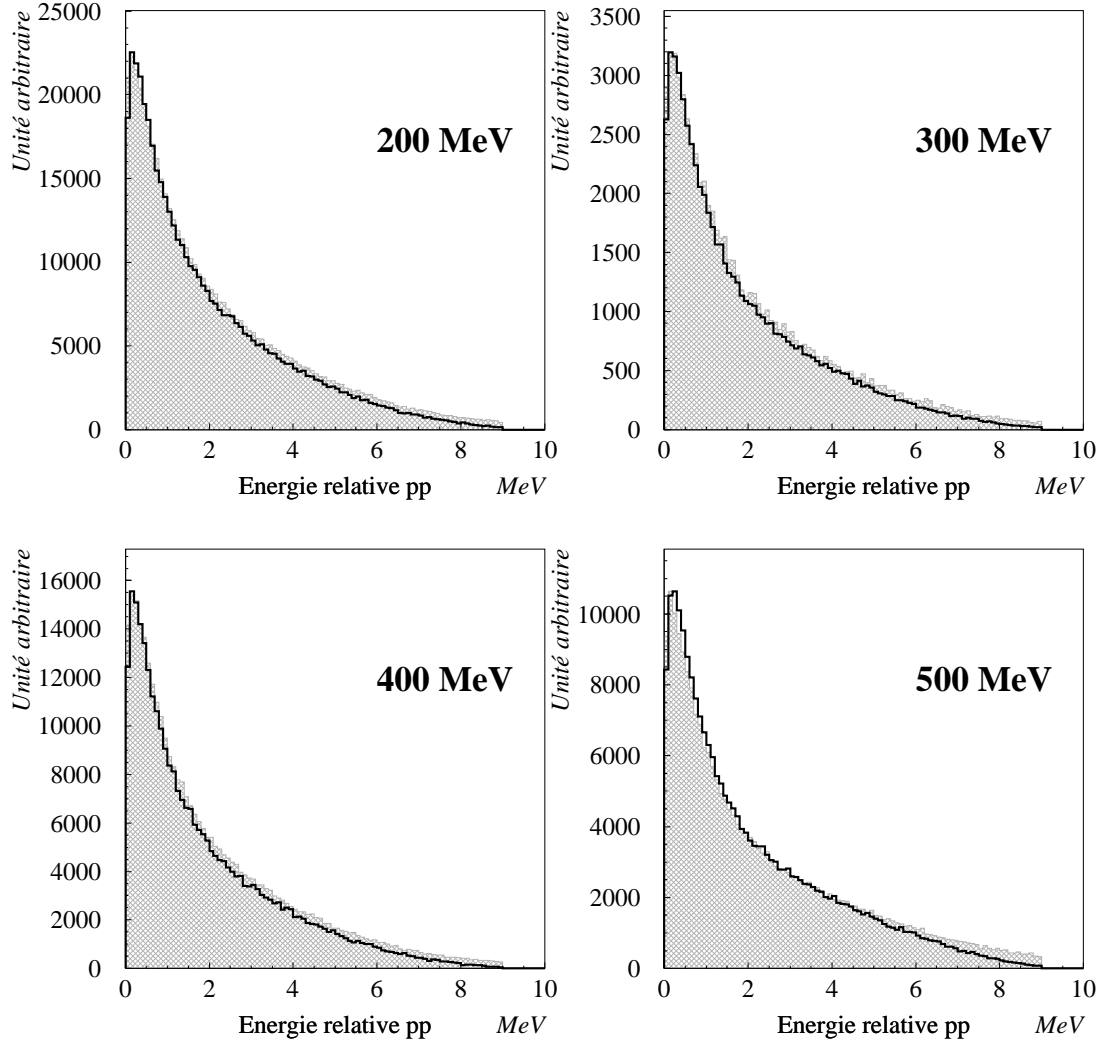


FIG. 3.24 – Energie relative de la réaction ${}^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ calculée avec les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuton.

de calculer k :

$$k = p \frac{\hat{n}_1 - \hat{n}_2}{2} \quad \text{d'où} \quad k^2 = \frac{p^2}{2} (1 - \cos(\theta_{rel}))$$

La cinématique de la réaction d'échange de charge montre que les impulsions des protons sont proches de la moitié de celle du deuton incident dans le domaine angulaire couvert par POLDER ($q < 300$ MeV, voir figure 3.22). L'énergie relative est donc évaluée à l'aide de la relation :

$$E_{rel} \simeq \frac{T_d m_d}{4m_p} (1 - \cos\theta_{rel}) \simeq \frac{T_d}{2} (1 - \cos\theta_{rel}) \quad (3.16)$$

où m_d est la masse du deuton, T_d son énergie cinétique, et m_p la masse du proton.

L'approximation qui consiste à égaliser les impulsions des deux protons tend à minimiser systématiquement l'énergie relative (voir figure 3.25). La comparaison des données expérimentales est réalisée en appliquant les mêmes approximations pour l'énergie relative sur les données théoriques (simulation). L'accord est très satisfaisant et montre de nouveau que la plupart des événements parasites ont été éliminés.

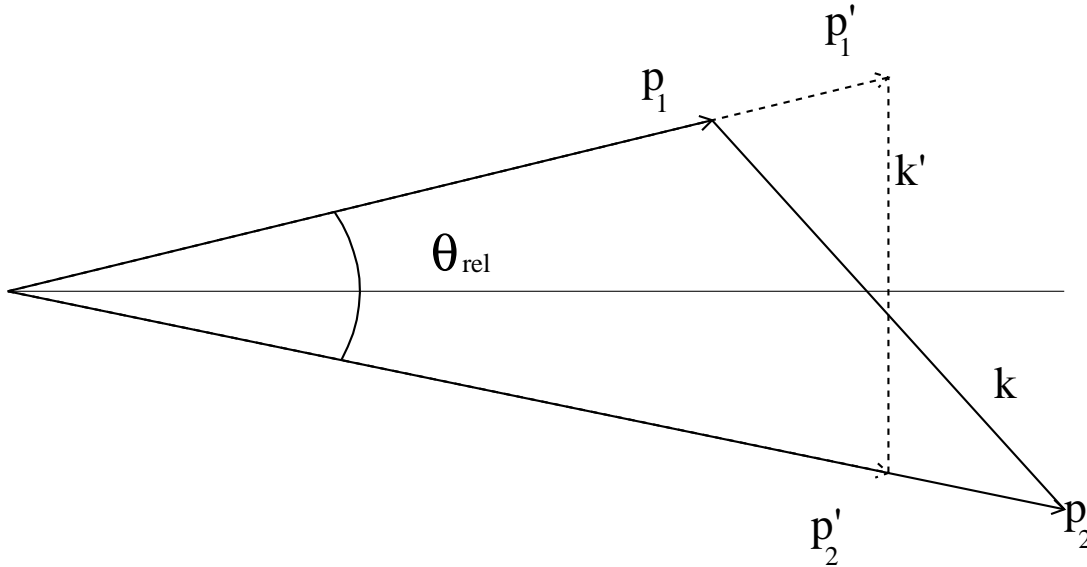


FIG. 3.25 – L'approximation qui consiste à prendre égales les impulsions des deux protons $p'_1 = p'_2$ tend à toujours minimiser le moment relatif $k' < k$, donc l'énergie relative.

3.2.6 Rejets dépendant des conditions de faisceau

Le principe de fonctionnement d'un polarimètre est de comparer une section efficace polarisée à une section efficace non polarisée mesurées lors de deux expériences distinctes (Cf. § 1.1.3). Il est donc essentiel que ces sections efficaces puissent être évaluées en absolue au pourcent près dans différentes conditions d'expérience. De plus la dépendance en φ du détecteur, qui sera utilisée pour comparer ces deux sections efficaces, doit être strictement la même entre la calibration et les mesures de polarisation. Il faut donc que les coupures n'influencent, d'une expérience sur l'autre, ni sur le nombre de protons détectés ni sur leur distribution et cela quelles que soient les conditions d'expérience qui peuvent être très différentes (condition de faisceau, bruit de fond, etc...). Toutes les coupures que nous avons décrites jusqu'à présent respectent cette reproductibilité parce qu'elles reposent sur la détection des protons par des scintillateurs plastiques dont l'efficacité est constante (elle est de 100%). Il n'y a alors pas de rejets d'événements d'échange de charge sauf par les zones mortes qui ne dépendent que de considérations géométriques. Cependant, certaines coupures dépendent des conditions de faisceau. Il est donc nécessaire pour ces rejets d'événements d'échange de charge de corriger le nombre correspondant de deutons incidents afin garder une section efficace constante. Dans l'analyse de POLDER, il y a deux coupures qui dépendent des conditions de faisceau, et une qui dépend de l'efficacité des chambres à fils (qui n'est pas constante d'une expérience sur l'autre).

Efficacité des chambres

Pour les calculs du vertex, du moment transféré et de l'angle φ , il est nécessaire de connaître la direction du deuton incident (d'autant plus nécessaire que le faisceau est large et divergent). Pour chaque événement d'échange de charge, le nombre d'informations chambres à fils doit donc être suffisant, c'est à dire qu'il y ait une information, et une seule, par plan. Les événements pour lesquels il manque une information sont rejetés. Cependant, l'efficacité des chambres n'est pas constante d'une expérience sur l'autre, et peut même varier tout au long d'une expérience. Il est donc important de corriger la section efficace des rejets associés à cette inefficacité. Le principe de la correction consiste

à appliquer, aux nombre de deutons incidents, le rapport entre le nombre d'événements rejetés à cause de l'inefficacité des chambres N_{rejet} et le nombre d'événements total N_{total} :

$$N_d^{corr} = \frac{N_{total} - N_{rejet}}{N_{total}} N_d \quad (3.17)$$

On obtient ainsi un nombre effectif de deutons incidents qui est réduit de façon proportionnelle au nombre d'événements que l'on rejete.

Cette correction peut aussi se faire grâce à un type d'événement particulier qui permet d'obtenir l'image du faisceau. Ils sont créés par une coïncidence entre un générateur d'impulsion aléatoire et le détecteur start (Cf. § 2.2.3.2), et se composent uniquement des informations chambres à fils du deuton incident. Le rapport entre le nombre de ces événements pour lesquels les chambres n'ont pas toutes les informations et le nombre total donne l'efficacité des chambres sans utiliser les événements d'échange de charge.

Définition d'une zone de détection à symétrie cylindrique

POLDER a une symétrie de détection octogonale (Cf. § 2.2.3.1) qui conduit à une symétrie de révolution autour du faisceau incident. Cependant, lorsque le faisceau est décentré, la détection perd cette symétrie. Pour conserver une symétrie cylindrique quelque soit la décentration du faisceau, nous avons défini un cône de détection centré sur la direction du deuton incident. L'angle solide associé est un paramètre constant de l'analyse, permettant de circonscrire une zone active sur les deux hodoscopes de POLDER. Si l'un des deux protons est détecté en dehors du cône, l'événement d'échange de charge est rejeté. Cette coupure ne nécessite pas de correction car elle revient à réduire la taille du détecteur (qui dépend alors de l'ouverture du cône que l'on choisit). Néanmoins il est nécessaire de s'assurer que pour chaque deuton, la détection est possible sur la totalité de l'angle solide ! Si ce n'est pas le cas, l'événement est rejeté et une correction sur le taux de comptage des deutons incidents doit être réalisée de façon identique à celle des chambres à fils (car ce rejet dépend de la largeur et de la position du faisceau).

Rejet des coïncidences fortuites liées au faisceau

Le véto, situé derrière le second hodoscope (Cf. § 2.2.3.1), ne détecte en principe que les deutons et les particules rapides de bruit de fond. Si un signal est issu de ce

détecteur, c'est que le deuton incident existe toujours et que la réaction n'a pas eu lieu (en fait avec deux deutons incidents, il est possible qu'il y ait eu effectivement une réaction d'échange de charge, mais cette probabilité est très faible). La deuxième particule détectée (nécessaire pour démarrer l'acquisition) est soit un bruit soit un autre deuton arrivant dans une fenêtre d'environ 50 ns. On montre par un calcul simple qu'avec une intensité de 10^4 deutons incidents, le nombre d'événements à deux deutons est non négligeable (Cf. § 2.2.3.1). Ces événements dépendent des conditions de faisceau, aussi faut-il les rejeter. Cependant on estime l'efficacité du veto proche de 84% (lorsque qu'il y a deux deutons). Ces événements possèdent pour la plupart des informations temps de vol particulières dû au fait que la différence de temps entre les deux particules est aléatoire et peut être très importante. Sur le total des événements à deux deutons, le rejet sur les TDC en élimine 90%, les 10% restant correspondent à des deutons arrivant dans un laps de temps très court (<10 ns). Enfin ces deux deutons donnent une information double trace dans les chambres à fils. L'importance de ce rejet varie en fonction de la largeur du faisceau mais typiquement une diminution d'un facteur 10 est obtenue. Grâce à ces trois coupures, on rejete 99.84% des événements à deux deutons. Il n'est donc pas utile de faire de correction sur la section efficace.

3.2.7 Conclusion

En conclusion, cette analyse permet le rejet de la plupart des événements de bruit de fond (essentiellement liés aux deutons) avec un nombre limité de coupures faciles à mettre en œuvre, donc reproductibles. La première coupure, liée à la levée de l'ambiguïté, permet de rejeter à peu près 15% des événements, caractérisés comme une réaction d'échange de charge dont l'un des protons est passé dans une zone morte, ou comme une réaction parasite issue du premier hodoscope. La coupure sur les temps de vol concerne approximativement 50% des événements enregistrés, principalement constitués de deux protons et un bruit (dans ce cas seul le bruit est rejeté) ou de deux deutons appartenant au faisceau. Cependant pour ce dernier type d'événement ce simple rejet ne suffit pas, il est nécessaire d'une part d'éliminer les événements où un signal est présent dans le veto, d'autre part de rejeter les événements à double trace dans les chambres à fils. L'efficacité

de ces coupures est testée de façon fiable par le calcul du vertex qui permet de distinguer, s'il y a lieu, les événements à configuration géométrique particulière. Enfin les coupures liées aux inefficacités de détection (chambres à fils, faisceau décentré ou très large) permettent de conserver une symétrie de détection en φ (application d'un cône autour de la direction du deuteron incident) et de retrouver la section efficace non polarisée à mieux que 1% quelles que soient les conditions d'expérience (correction du nombre de deuterons incidents).

L'accord remarquable qui existe entre la simulation et l'expérience montre que cette analyse est fiable et reproductible, aussi bien pour les coupures que pour la détermination des observables de polarisation. Les résultats des expériences de calibration sont discutés dans le prochain paragraphe.

3.3 Résultats de calibration

La dernière expérience de calibration de POLDER a eu lieu à SATURNE en Juillet 1993, après deux expériences test de calibration et de mesure de polarisation (1992). Des faisceaux de huit énergies différentes de 175 à 500 MeV ont été utilisés pour trois positions des hodoscopes (Cf. tableau 3.3p. 64). En réalisant des mesures par pas de 50 MeV pour tout le domaine en énergie, il sera possible de faire des interpolations lors des futures mesures de polarisation avec POLDER. En effet, dans ces expériences les deuterons incidents ne seront pas exactement aux énergies de calibration. L'analyse a été réalisée pour cinq coupures sur l'angle relatif des protons de la paire pp correspondant à des limites supérieures d'énergie d'excitation de 1, 3, 5, 7 et 9 MeV.

3.3.1 Section efficace et pouvoirs d'analyse

Les taux de comptage de la réaction d'échange de charge, obtenus lors de l'expérience de calibration, sont reliés aux pouvoirs d'analyse par la relation (Cf. § 1.1.3) :

$$N(q, \varphi) = N_0(q) \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} \sin \beta \cos \varphi i T_{11}(q) \right)$$

$$\begin{aligned}
& + \rho_{20} \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2} T_{20}(q) + \sqrt{6} \rho_{20} \sin \beta \cos \beta \sin \varphi T_{21}(q) \\
& - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin^2 \beta \cos 2\varphi T_{22}(q) \Big)
\end{aligned} \tag{3.18}$$

où $N_0(q)$ est le taux de comptage pour un faisceau non polarisé, q est le moment transféré au neutron (linéairement relié à l'angle de diffusion θ), φ est l'angle entre le plan de réaction et l'axe de symétrie de la polarisation et ρ_{10} et ρ_{20} sont les paramètres de polarisation du faisceau dans le repère de la source. L'angle β est introduit par les précessions successives du spin dans un solénoïde et dans un spectromètre (Cf. § 3.3.1.3). Sa valeur est donnée par l'expression :

$$\beta = \frac{\pi}{2} + \gamma \theta_s G_d \tag{3.19}$$

où θ_s est l'angle du spectromètre SPES1 (97°), $G_d = g_d - 1 = -0.143$, et γ est le facteur de lorentz. Dans nos expériences, il est typiquement de 17° .

Les pouvoirs d'analyse sont obtenus grâce à la dépendance en φ des asymétries vectorielles R_V et tensorielles R_T définies par :

$$\begin{aligned}
R_V(q, \varphi) &= \frac{N^{(5)}(q, \varphi) + N^{(7)}(q, \varphi) - N^{(6)}(q, \varphi) - N^{(8)}(q, \varphi)}{N^{(5)}(q, \varphi) + N^{(6)}(q, \varphi) + N^{(7)}(q, \varphi) + N^{(8)}(q, \varphi)} \\
R_T(q, \varphi) &= \frac{N^{(5)}(q, \varphi) + N^{(6)}(q, \varphi) - N^{(7)}(q, \varphi) - N^{(8)}(q, \varphi)}{N^{(5)}(q, \varphi) + N^{(6)}(q, \varphi) + N^{(7)}(q, \varphi) + N^{(8)}(q, \varphi)}
\end{aligned} \tag{3.20}$$

où $N^{(i)}(q, \varphi)$ représente le taux de comptage normalisé mesuré pour l'état de spin i dans un domaine de moment transféré q , un domaine en angle φ et intégré sur un domaine donné d'énergie relative. Ces asymétries s'expriment en fonction des pouvoirs d'analyse par les relations :

$$R_V(q, \varphi) = \sqrt{2} \rho_{10} \sin \beta \cos \varphi i T_{11}(q) \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned}
R_T(q, \varphi) &= \rho_{20} \frac{3 \cos^2 \beta - 1}{2} T_{20}(q) + \sqrt{6} \rho_{20} \sin \beta \cos \beta \sin \varphi T_{21}(q) \\
&\quad - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin^2 \beta \cos 2\varphi T_{22}(q)
\end{aligned} \tag{3.22}$$

La dépendance en φ de ces asymétries permet d'obtenir, par une procédure de minimisation de χ^2 , les pouvoirs d'analyse vectoriel et tensoriels pour chaque domaine en q . La figure 3.26 représente ces asymétries pour une énergie deuton de 400 MeV avec le résultat de la minimisation.

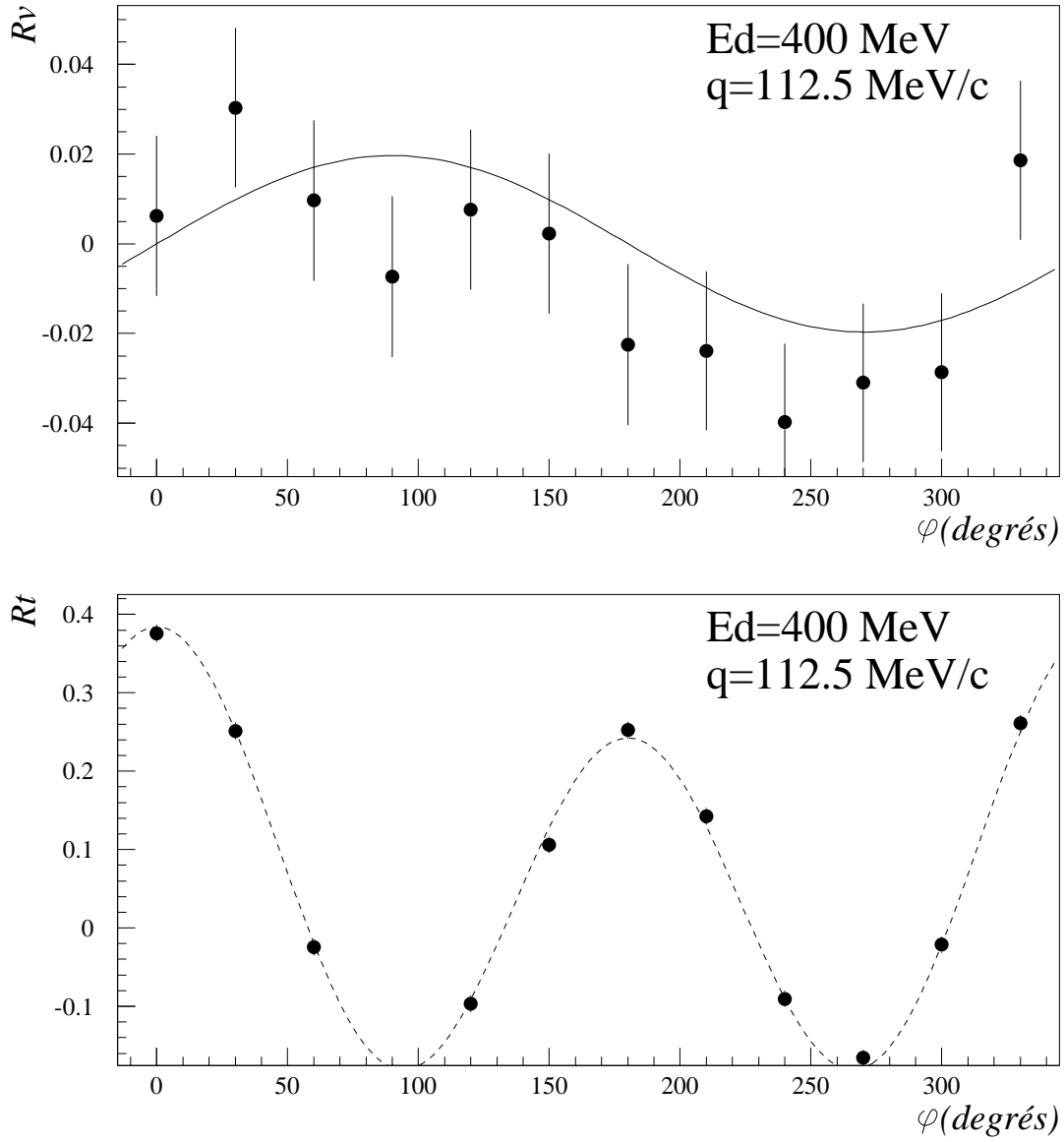


FIG. 3.26 – Ajustement des asymétries vectorielle et tensorielle pour la détermination des pouvoirs d'analyse.

Le taux de comptage non polarisé N_0 est la somme des taux de comptage normalisés au même nombre de deutons incidents pour les quatre états de spin, intégrés en φ . On passe du taux de comptage à la section efficace par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{n.p.} = \frac{N^{(5)}(q) + N^{(6)}(q) + N^{(7)}(q) + N^{(8)}(q)}{2q \Delta q N_H} \quad (3.23)$$

où N_H est le nombre de protons cible par unité de surface dans la cible d'hydrogène liquide et Δq est la largeur de l'intervalle en q considéré.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Les pouvoirs d'analyse et la section efficace non polarisée obtenus en fonction du moment transféré q sont représentés figure 3.27 et 3.28 pour des énergies cinétiques deuton de 200, 300, 400 et 500 MeV et pour des énergies relatives inférieures à 5 MeV (symboles pleins). Les symboles vides correspondent aux prédictions de l'approximation d'impulsion filtrées par le détecteur et analysées de la même façon que les données expérimentales (simulation Cf. § 2.2.3.3). Les figures 3.29 et 3.30 montre la variation des pouvoirs d'analyse T_{20} et T_{22} pour 200 et 400 MeV deuton, en fonction du domaine d'intégration en énergie relative. Dans ces figures, les erreurs expérimentales tiennent compte des erreurs statistiques sur les taux de comptage ainsi que sur la mesure de la polarisation incidente. Les erreurs statistiques typiques sur les pouvoirs d'analyse sont de 5% à $q = 120$ MeV/c et inférieurs à 1% pour la section efficace.

N'étant pas corrigée de l'efficacité de POLDER, la section efficace non polarisée chute rapidement au delà de $q=250$ MeV/c. En effet l'efficacité de détection est réduite par l'application d'un cône autour de la direction du deuton assurant une symétrie de détection cylindrique quelle que soit la position du deuton incident sur la cible (et qui revient en fait à réduire la surface utile du détecteur, Cf. § 3.3.2.6). Puisque les événements d'échange de charge sont en majorité créés à faible énergie d'excitation (angle faible entre les deux protons), cette inefficacité s'appliquera surtout à grand moment transféré. La forme et le comportement de la section efficace, en fonction de q et de la coupure en énergie relative, sont en bon accord avec les prédictions théoriques. Toutefois un facteur deux de normalisation est appliqué à cette dernière. Comme prévu par le modèle d'approximation

d'impulsion [15, 17], la section efficace décroît régulièrement et lentement entre 175 et 500 MeV, sans changer violemment de forme grâce à l'adaptation de la position des hodoscopes en fonction de l'énergie du deuton incident. Ce comportement est particulièrement intéressant puisqu'il permettra d'interpoler les résultats lorsque POLDER, en mode polarimètre, mesurera la polarisation d'un faisceau de deutons dont l'énergie moyenne n'est pas exactement égale à l'une des énergies de calibration.

On observe que la section efficace non polarisée augmente rapidement lorsque l'on passe d'une coupure en énergie relative de 1 à 3 MeV. Ce comportement, non prédit par le modèle original de Bugg et Wilkin [15], est interprété comme l'effet de la répulsion coulombienne entre les deux protons [17]. Lorsque l'on augmente encore le domaine d'intégration, la section efficace change de forme et devient plus importante aux grands moments transférés ($q > 100$ MeV/c). Cela vient du fait que la contribution de l'état triplet n'est significative que pour des moments transféré $q > 100$ MeV/c et des moments relatifs $k > 70$ MeV/c (ce qui correspond à peu près à $E_{rel} > 4$ MeV) [15]. Rappelons qu'il existe une forte dépendance de la section efficace en θ_{qk} [15, 16], mais qu'avec POLDER il n'est pas possible d'accéder à cette information.

L'accord entre les prédictions théoriques et les pouvoirs d'analyse est correct même à grand moment transféré, grâce notamment au raffinement de la cinématique dans le modèle d'approximation d'impulsion [17]. Cependant pour le pouvoir d'analyse T_{20} il existe un désaccord important, déjà remarqué avec le détecteur EMRIC [19, 16], jusqu'à des énergies incidentes deutons de 450 MeV et pour toutes les énergies relatives. Le pouvoir d'analyse T_{21} , qui est approximativement égal à la moitié de T_{20} , décroît lui aussi régulièrement mais l'accord est bon pour $T_d < 450$ MeV. Le fait qu'expérimentalement sa valeur soit supérieure aux prédictions théoriques est intéressant pour la mesure du paramètre de polarisation t_{21} . La forme du T_{22} est un peu différente des prédictions pour $175 < E_d < 300$ MeV et $q > 150$ MeV/c où sa valeur diminue moins vite, mais il augmente avec l'énergie en accord avec le modèle. Enfin le pouvoir d'analyse vectoriel T_{11} est compatible avec zéro pour toutes les énergies.

La diminution des pouvoirs d'analyse tensoriels lorsque la coupure en énergie relative augmente est dû à la contribution croissante des états triplets de spin de la paire pp qui est de signe opposée à la contribution des états singulets. On peut constater que la

dépendance en fonction de l'énergie relative est bien reproduit par les modèles théoriques (figures 3.29 et 3.30).

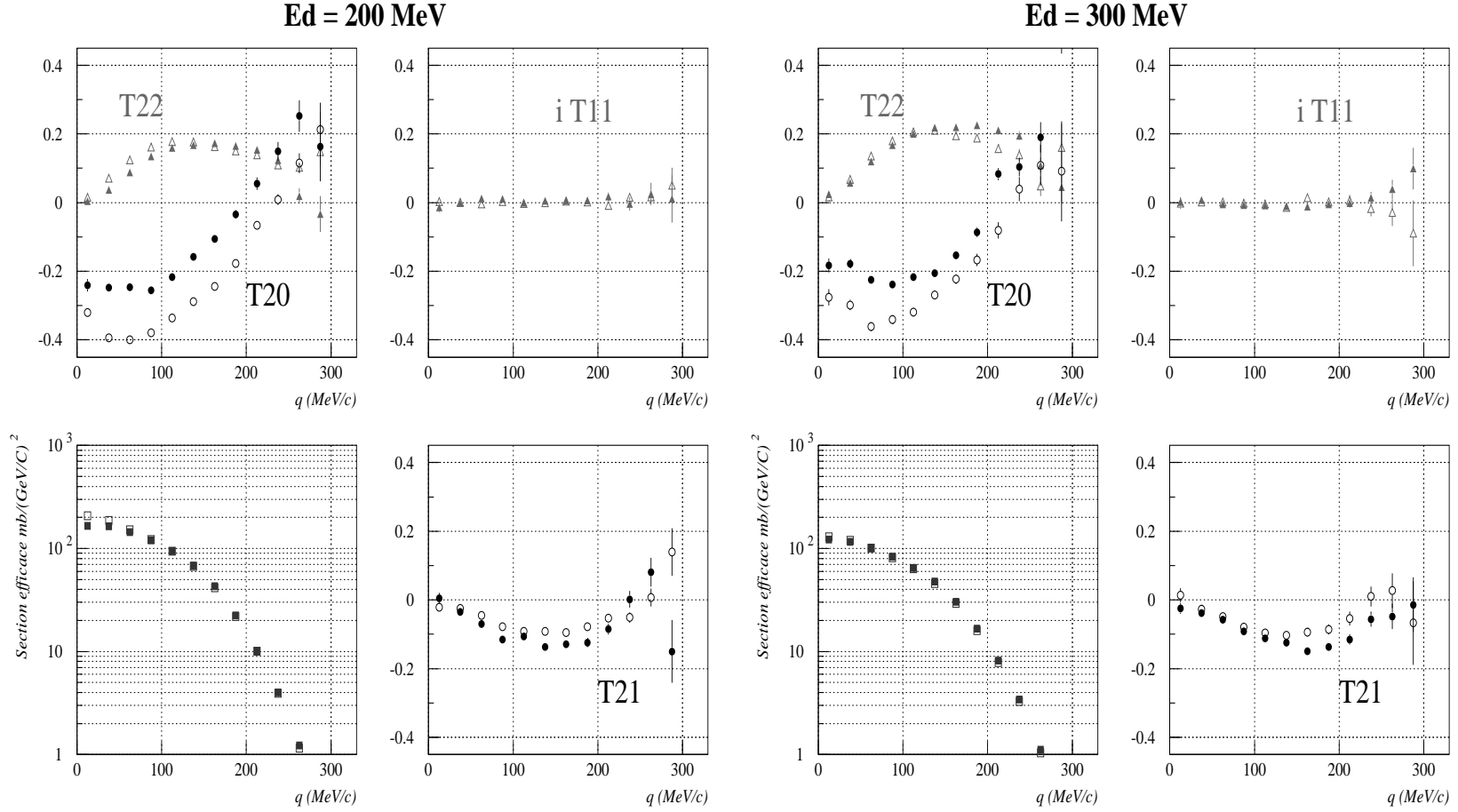


FIG. 3.27 – Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ à 200 et 300 MeV, pour une coupure en énergie relative de 5 MeV.

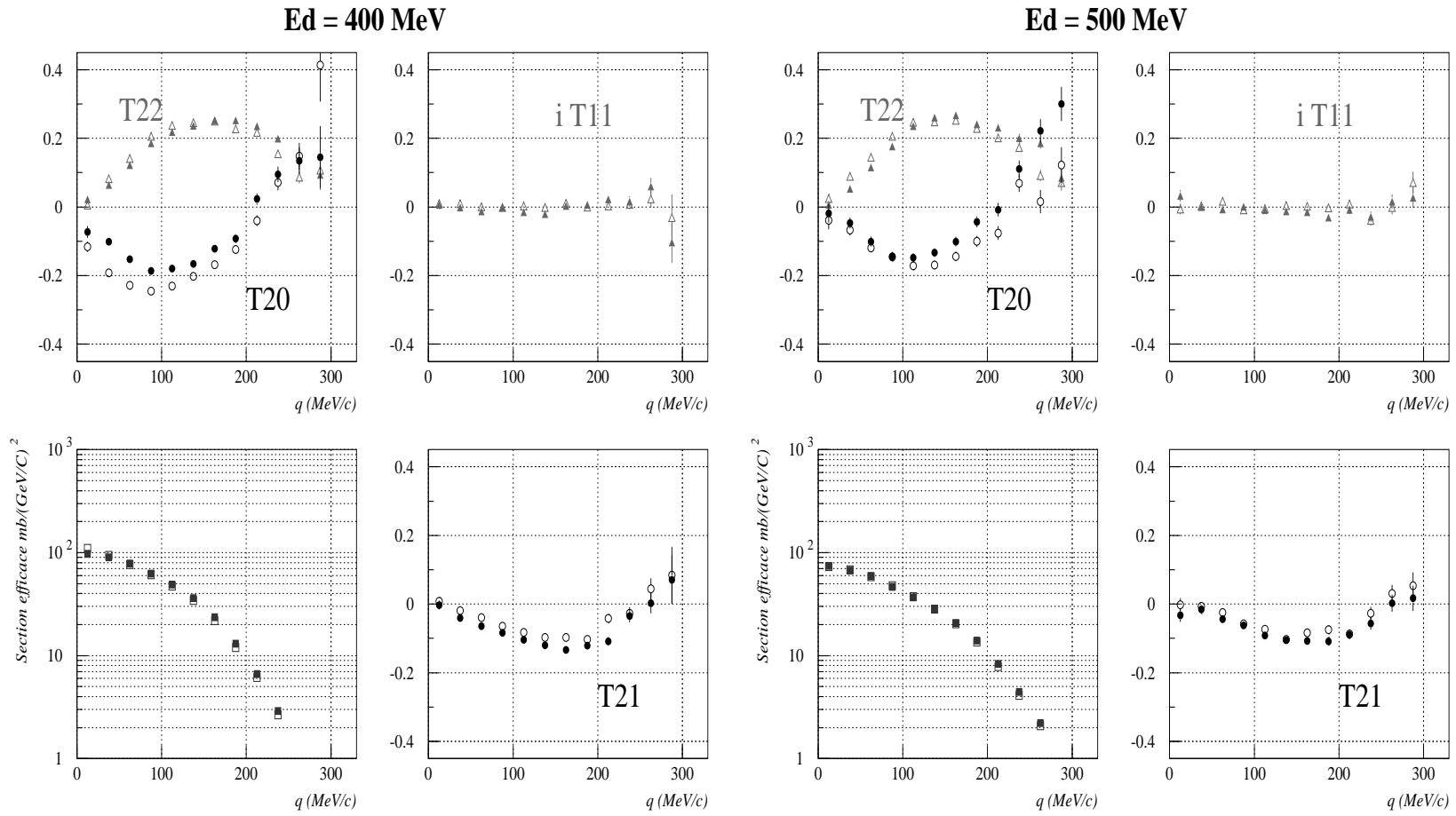


FIG. 3.28 – Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ à 400 et 500 MeV, pour une coupure en énergie relative de 5 MeV.

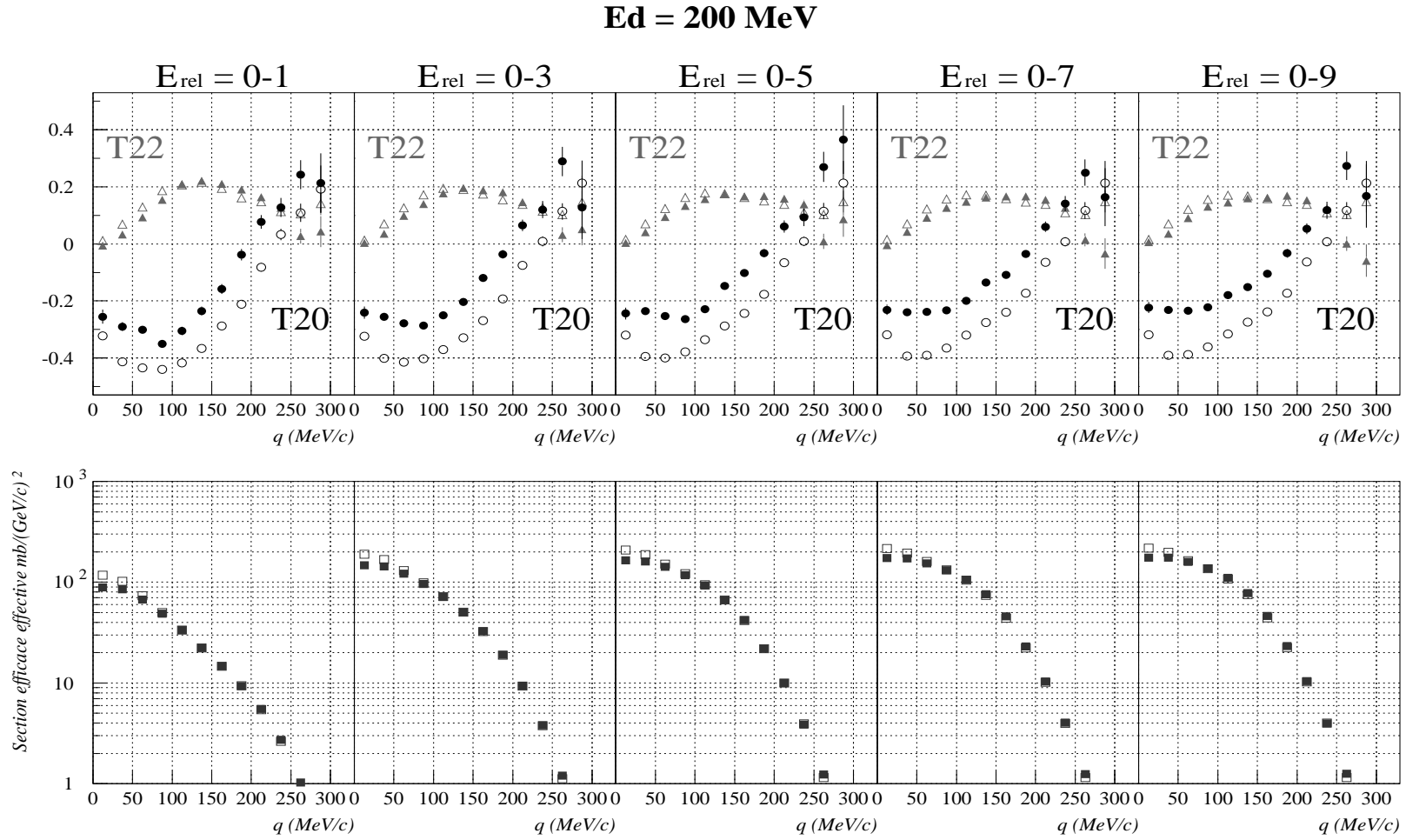


FIG. 3.29 – Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ à 200 MeV pour des domaines d'intégration en énergie relative de 0-1, 0-3, 0-5, 0-7 et 0-9 MeV.

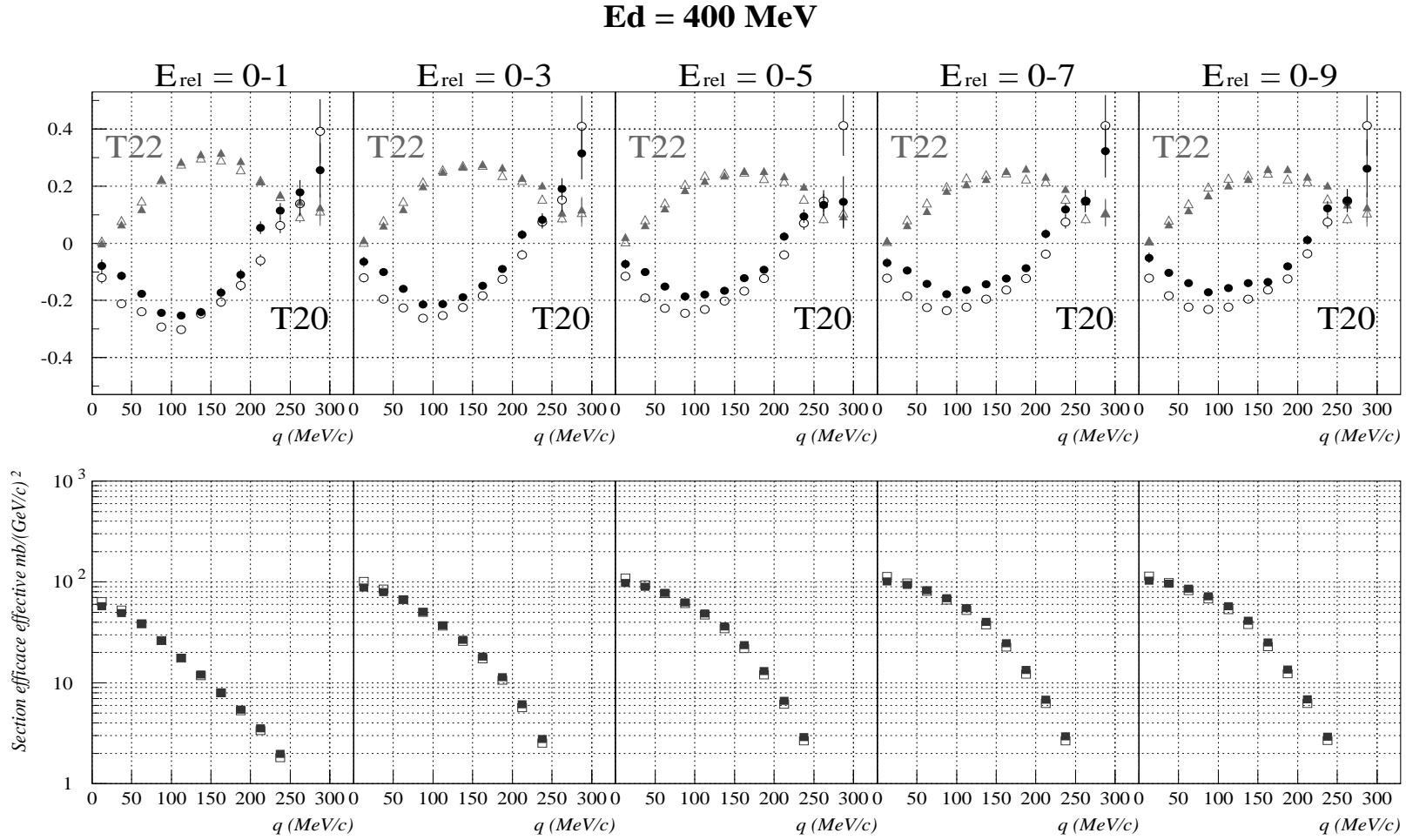


FIG. 3.30 – Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction ${}^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ à 400 MeV pour des domaines d'intégration en énergie relative de 0–1, 0–3, 0–5, 0–7 et 0–9 MeV.

3.3.3 Comportement du polarimètre

La figure 3.31 représente les pouvoirs d'analyse et la section efficace mesurés à 250 et 350 MeV deuteron pour deux positions des hodoscopes. A faible moment transféré ($q < 100$ MeV/c), les résultats sont identiques pour les deux configurations. Au delà les différences sur la section efficace sont attribuées à un angle solide de détection plus restreint lorsque les hodoscopes sont éloignés de la cible.

Nous avons vu (Cf. § 2.2.1) que la qualité d'un polarimètre s'évalue par les figures de mérite. Pour POLDER, qui est basé sur une réaction à 3 corps, elle sont définies par :

$$(F_{ij})^2 = \int T_{ij}^2(q, E_{rel}) \varepsilon(q, E_{rel}) dE_{rel} dq \quad (3.24)$$

où ε est le rapport entre le nombre de paire proton-proton détectées et le nombre de particules incidentes. Les figures de mérite obtenues sont représentées figure 3.32 pour les pouvoirs d'analyse tensoriels et quatre énergies incidentes. Elles sont calculées par intervalle en énergie relative (0–1 MeV, 1–3 MeV, 3–5 MeV, 5–7 MeV et 7–9 MeV) puis sommées quadratiquement pour 0–3 MeV, 0–5 MeV, 0–7 MeV et 0–9 MeV. L'axe x représente l'énergie d'excitation jusqu'à laquelle sont sommées les figures de mérite. Les erreurs tiennent compte des erreurs statistiques sur les pouvoirs d'analyse et la section efficace et sont de l'ordre de 2% à 5%. Les figures de mérite augmentent régulièrement en fonction de la coupure en énergie relative et atteignent environ 95% de la valeur maximale pour 0–5 MeV. Les faibles valeurs obtenues pour 0–1 MeV ont déjà été observées sur les résultats d'EMRIC [16] et sont dues au fait que les événements à faible énergie relative (< 1 MeV) sont fortement inhibés par la répulsion coulombienne [17].

On peut noter enfin que les figures de mérite décroissent régulièrement pour T_{20} et T_{21} en fonction de l'énergie cinétique du deuteron incident, alors que pour T_{22} cet effet est inversé entre 200 et 300 MeV deuteron. L'augmentation de la figure de mérite pour T_{22} pour des énergies cinétique du deuteron incident inférieures à 300 MeV est lié au fait que la valeur moyenne du pouvoir d'analyse augmente avec l'énergie et compense la décroissance de la section efficace. Le choix optimum de la coupure sera donc autour de 5 MeV pour l'énergie relative. En effet puisque la figure de merite est constante pour $E_{rel} > 5$ MeV, on peut choisir soit une coupure à 5 MeV afin de disposer de grands pouvoirs d'analyse, soit

à 9 MeV pour avoir une section efficace plus importante. Cependant, au delà de 9 MeV les pouvoirs d'analyse sont plus faibles et peuvent conduire à des erreurs systématiques plus importantes.

La calibration a aussi été faite avec des faisceaux larges et décentrés afin de tester l'analyse et le comportement du détecteur (Cf. § 33.1.4). La figure 3.33 présente les efficacités de détection pour quatre énergies, et différents fichiers. Chaque fichier correspond à des conditions de faisceau différentes (élargissement, décentrage par rapport à la cible, etc...). La stabilité de l'efficacité en fonction des différents fichiers (les variations relatives sont inférieures au pourcent) montre que l'analyse domine parfaitement les différentes conditions de faisceaulogie et applique des rejets et des corrections sur les taux de comptage incident parfaitement stables. Ce résultat valide notamment la correction de l'épaisseur de cible appliquée sur l'efficacité à partir de la connaissance précise de la forme de la cible et le rejet des événements à deux deutons dont le nombre dépend fortement de l'intensité de faisceau.

3.4 Mesure de polarisation

La calibration nous a permis de déterminer la section efficace non polarisée et les pouvoirs d'analyse de POLDER, mais ne donne aucune information sur le comportement du polarimètre en mesure de polarisation. Un test "idéal" consiste à retrouver la polarisation du faisceau utilisé lors de la calibration, constitué de quatre états de spin différents, et de comparer les résultats obtenus aux mesures effectuées par le polarimètre basse énergie. En analysant séparément pour chaque état de spin la distribution angulaire du taux de comptage, on peut retrouver les valeurs de la polarisation des différents faisceaux à partir des pouvoirs d'analyse et de la section efficace, déterminés lors de la même expérience. Ceci constitue un test idéal du polarimètre et de l'analyse, car les conditions d'expérience sont exactement semblables pour la calibration et la mesure de polarisation. Il est ainsi possible d'étudier les erreurs systématiques introduites par la méthode de détermination de la polarisation (analyse et minimisation) et les erreurs statistiques sur les paramètres de polarisation en fonction du nombre de deutons incidents.

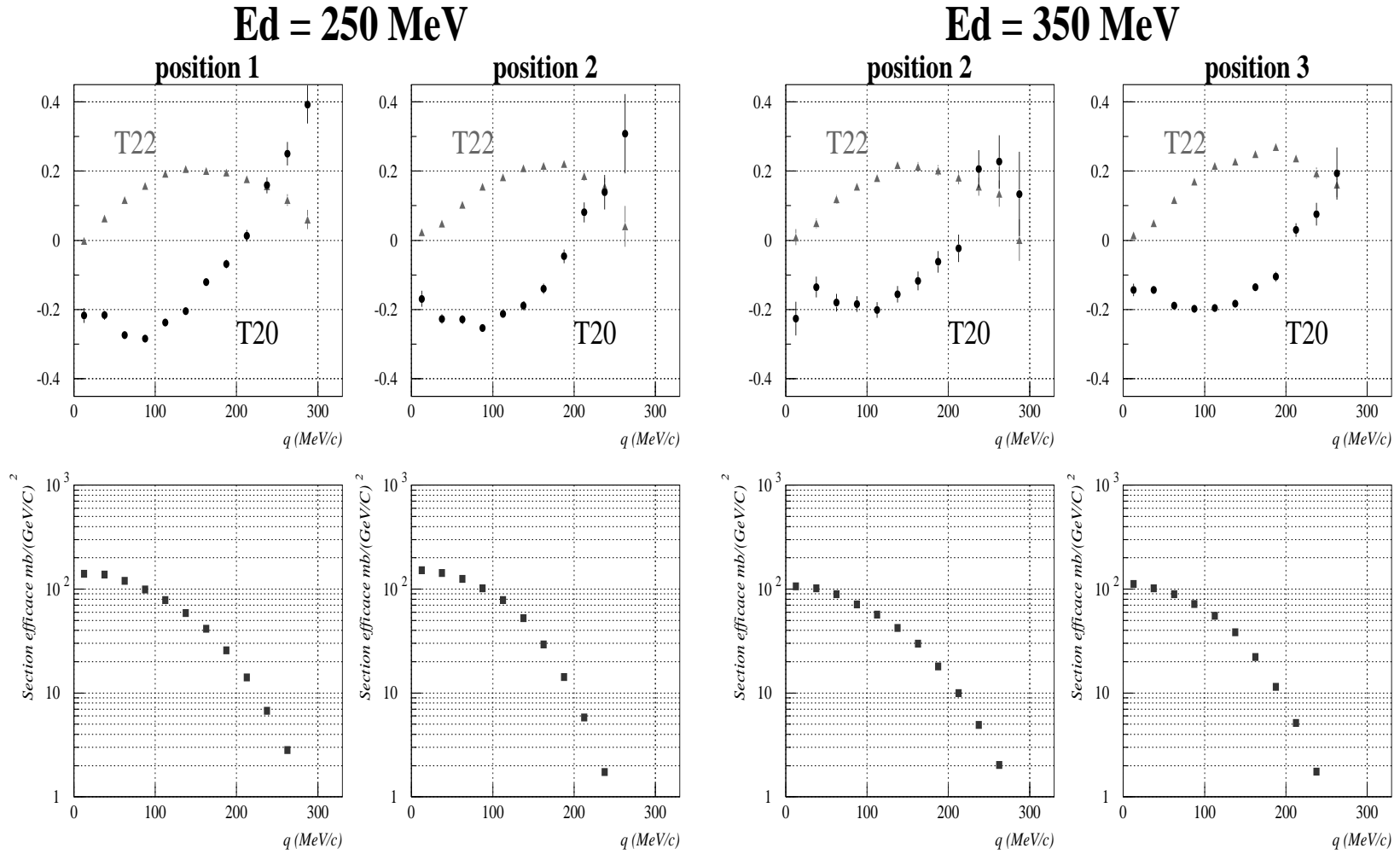


FIG. 3.31 – Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ à 250 et 350 MeV pour les différentes positions d'hodoscope.

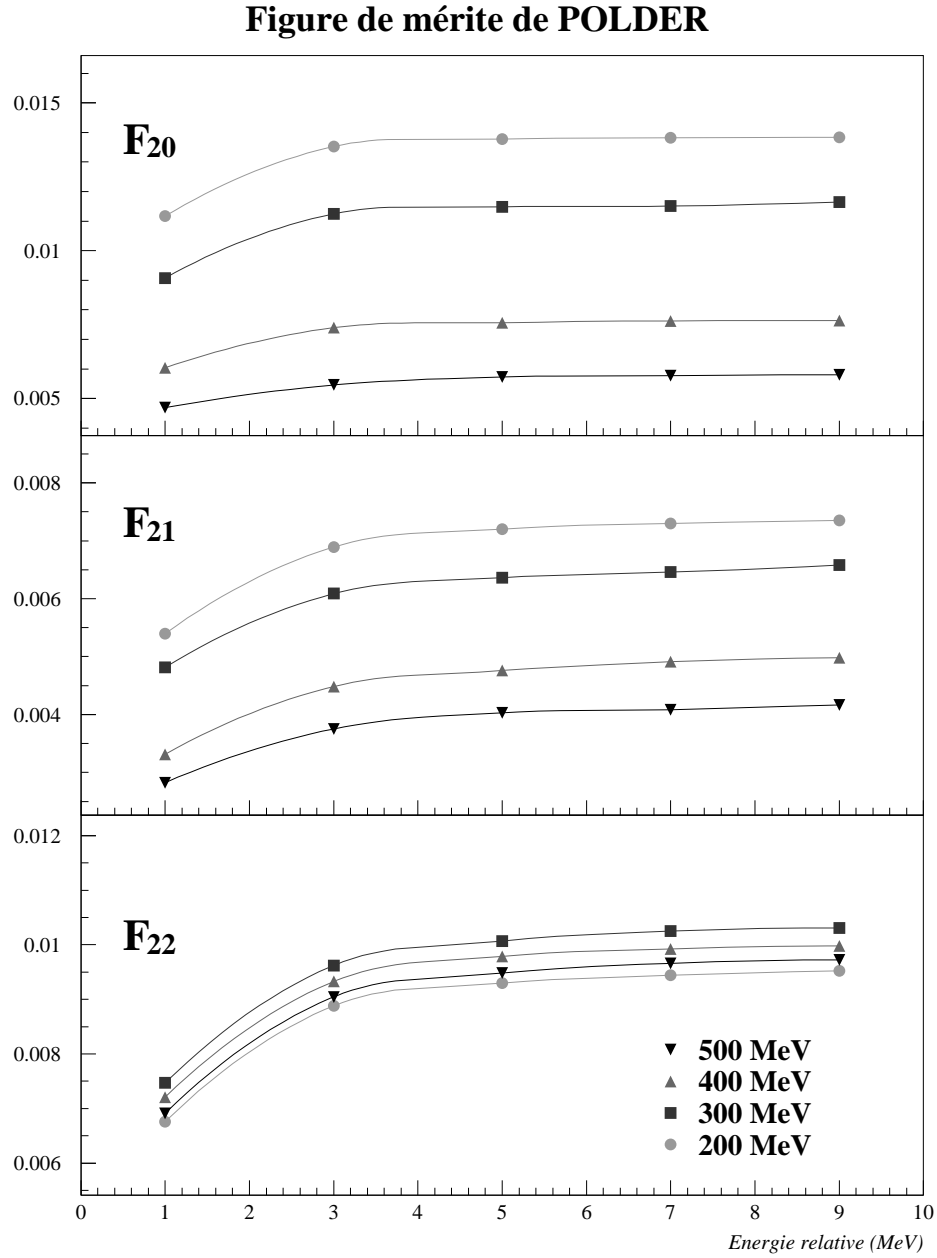


FIG. 3.32 – Figures de mérite du polarimètre POLDER à quatre énergies et pour des domaines d'intégration en énergie relative de 0–1, 0–3, 0–5, 0–7, 0–9 MeV.

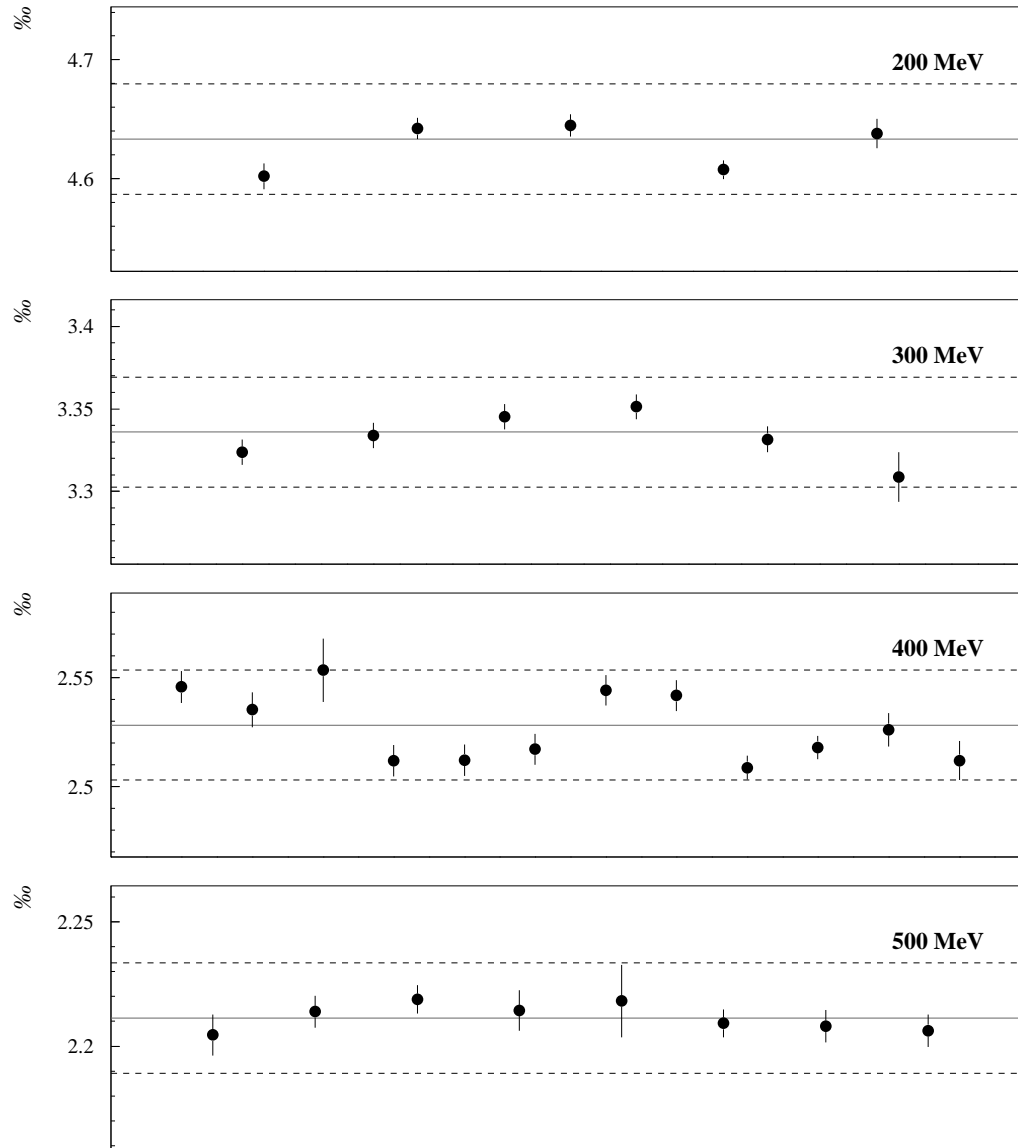


FIG. 3.33 – Efficacité de détection de POLDER pour différentes conditions de faisceau à différentes énergies.

3.4.1 Principe de la mesure de polarisation

Un faisceau de deutons polarisé va induire un taux de comptage en q et en φ dépendant de la polarisation initiale. Ce taux de comptage, mesuré par POLDER, s'exprime par la relation :

$$N(q, \varphi) = kN_0(q)(1 + t_{20}T_{20}(q) + 2t_{11}iT_{11}(q)\cos\varphi + 2t_{21}T_{21}(q)\cos\varphi + 2t_{22}T_{22}(q)\cos2\varphi) . \quad (3.25)$$

Une procédure de minimisation de χ^2 (MINUIT [31]) est utilisée pour calculer les paramètres de polarisation (t_{ij}) à partir de la dépendance en q et en φ du taux de comptage $N(q, \varphi)$, et de la connaissance de $N_0(q)$ et des $T_{ij}(q)$ déterminés lors de la calibration. Bien que toutes les efficacités de détection soient, en principe, contenues dans la section efficace non polarisée, on introduit le paramètre libre k qui ne devrait pas varier de plus de 1% (Cf. § 3.3.3.3 et fig. 3.33). Du fait qu'il n'y ait pas de dépendance en φ de la section efficace vis à vis du paramètre t_{20} , une très forte corrélation existe entre les paramètres k et t_{20} , mais la dépendance en angle θ (ou en q) du pouvoir d'analyse $T_{20}(\theta)$ doit permettre de les distinguer.

3.4.2 Polarisation du faisceau de calibration

Les résultats obtenus par POLDER pour deux états de spin à 400 MeV sont comparés à ceux du polarimètre basse énergie (Cf. § 3.3.1.2). Les valeurs des trois paramètres t_{20} , t_{21} , t_{22} sont cohérentes dans les barres d'erreurs (Cf. tableau 3.4).

La procédure de minimisation donne des barres d'erreurs statistiques en accord avec celles déduites des figures de mérite définie § 3.3.3.3 (les erreurs statistiques sont les premières erreurs reportées dans le tableau).

Aux erreurs statistiques il faut ajouter des erreurs systématiques, qui sont de deux types. La seconde erreur reportée dans le tableau est due aux erreurs statistiques associées à la section efficace non polarisée et aux pouvoirs d'analyse, obtenus lors de la calibration. Pour t_{20} , la troisième est associée à une variation du paramètre de normalisation k de 1% autour de la valeur obtenue. Ce dernier paramètre est bien déterminé, et compatible avec 1, pour les hautes intensités, mais lorsque la statistique est trop faible ($\simeq 5 \cdot 10^5$), il a été

nécessaire de le fixer à 1. Les erreurs systématiques pour t_{21} et t_{22} sont dû au désalignement des éléments de POLDER.

Paramètres de polarisation	Etat de spin	Polarisation mesurée à basse énergie	Nombre de deutons incidents	Polarisation mesurée avec POLDER
t_{20}	6	-0.24 ± 0.008	$4. \cdot 10^7$	$-0.19 \pm 0.025 \pm 0.025 \pm 0.05$
			$5. \cdot 10^6$	$-0.29 \pm 0.07 \pm 0.025 \pm 0.05$
			$5. \cdot 10^5$	$-0.21 \pm 0.22 \pm 0.025 \pm 0.05$
	8	0.24 ± 0.008	$4. \cdot 10^7$	$0.24 \pm 0.025 \pm 0.025 \pm 0.05$
			$5. \cdot 10^6$	$0.28 \pm 0.07 \pm 0.025 \pm 0.05$
			$5. \cdot 10^5$	$0.33 \pm 0.22 \pm 0.025 \pm 0.05$
t_{21}	6	0.22 ± 0.007	$4. \cdot 10^7$	$0.20 \pm 0.03 \pm 0.02 \pm 0.03$
			$5. \cdot 10^6$	$0.36 \pm 0.08 \pm 0.02 \pm 0.03$
			$5. \cdot 10^5$	$0.13 \pm 0.25 \pm 0.02 \pm 0.03$
	8	-0.22 ± 0.008	$4. \cdot 10^7$	$-0.18 \pm 0.03 \pm 0.02 \pm 0.03$
			$5. \cdot 10^6$	$-0.17 \pm 0.08 \pm 0.02 \pm 0.03$
			$5. \cdot 10^5$	$-0.27 \pm 0.25 \pm 0.02 \pm 0.03$
t_{22}	6	0.36 ± 0.015	$4. \cdot 10^7$	$0.31 \pm 0.015 \pm 0.015 \pm 0.02$
			$5. \cdot 10^6$	$0.26 \pm 0.04 \pm 0.015 \pm 0.02$
			$5. \cdot 10^5$	$0.21 \pm 0.12 \pm 0.012 \pm 0.02$
	8	-0.36 ± 0.015	$4. \cdot 10^7$	$-0.39 \pm 0.015 \pm 0.015 \pm 0.02$
			$5. \cdot 10^6$	$-0.35 \pm 0.04 \pm 0.015 \pm 0.02$
			$5. \cdot 10^5$	$-0.23 \pm 0.13 \pm 0.015 \pm 0.02$

TAB. 3.4 – Résultats de mesure de polarisation avec POLDER sur deux états de spin d'un faisceau de calibration à $T_d = 400$ MeV, comparés aux valeurs mesurées avec le polarimètre basse énergie.

Chapitre 4

Signature de transitions de spin

Une fois calibré, le polarimètre a été utilisé pour mesurer la polarisation des deutons de recul dans les diffusions sur ^{12}C et ^{40}Ca . Ces mesures avaient pour but de vérifier certaines approximations conduisant à déterminer la signature d'excitation de spin dans les noyaux par diffusion de deuton grâce à des observables vectorielles. La mesure de polarisation dans la diffusion élastique deuton- ^{40}Ca a aussi permis de tester POLDER en mode polarimètre.

4.1 Introduction

L'étude des excitations de spin dans les noyaux fournit un aperçu unique des propriétés magnétiques de ceux-ci. Suivant le développement des équipements de recherche (faisceaux et sources polarisées) dans le domaine des énergies intermédiaires, un effort significatif, tant bien théorique qu'expérimental, y a été consacré. Bien que des progrès aient été accomplis dans la connaissance des excitations de spin, beaucoup de points restent à éclaircir. En particulier, la compréhension approfondie de la force d'excitation de spin dans le continuum de la matière nucléaire pour les noyaux moyens et lourds (au delà du ^{40}Ca) reste encore mal connue.

Les premières mesures de transitions de spin par voie inélastique se firent par diffusion de protons polarisés de moyenne énergie [32]. L'intérêt des protons est de présenter une signature fiable des transitions $\Delta S=1$ (transfert d'une unité de spin) par rapport aux tran-

sitions $\Delta S=0$. Cette signature, ou probabilité de retournement de spin (spin-flip) S_{nn} , n'est différente de zéro que pour des transitions $\Delta S=1$, et elle est facilement mesurable puisqu'elle ne dépend que de quantités vectorielles. Ces expériences de diffusions inélastiques de protons permirent une étude systématique des états excités par transition de spin dans différents noyaux (^{12}C , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ...) [32, 33, 34, 35]. Cependant les excitations de spin ainsi obtenues sont essentiellement isovectorielles ($\Delta T=1$), et surtout la séparation des composantes isoscalaire ($\Delta T=0$) et isovectorielle ne peut être faite en diffusion (\vec{p}, \vec{p}') . Par conséquent les excitations isoscalaires de spin restèrent peu connues en raison de la faible valeur de l'interaction ($\Delta T=0$, $\Delta S=1$) comparées aux autres interactions.

Des projectiles comme les deutons, α ou ^{16}O , qui sont eux-mêmes de nature isoscalaires, ne peuvent induire de transitions isovectorielles (excepté à travers une excitation coulombienne qui est généralement de moindre importance). Parmi ces sondes, seul le deuton possédant un spin non nul peut convenir à l'étude de transitions de spin. Une équipe du laboratoire d'Orsay a procédé à la mesure d'excitation de spin isoscalaire dans le ^{12}C et le ^{40}Ca par diffusion de deuton [36, 37]. La difficulté fut de définir une bonne signature des transitions $\Delta S=1$ par rapport aux transitions $\Delta S=0$. Le deuton ayant un spin $S = 1$, la mesure de cette signature nécessite la détermination de la polarisation tensorielle des deutons diffusés. L'utilisation d'un polarimètre vectoriel (POMME [38]) pour ces expériences, conduisit à utiliser une signature pour ces transitions accessible uniquement à partir d'observables de polarisation vectorielles (S_d^y). Des tests sur des états excités bien connus du ^{12}C avec des deutons polarisés de 400 MeV montrèrent la validité de cette approche [36]. Cette méthode a été utilisée pour la recherche de transitions ($\Delta S=1$, $\Delta T=0$) dans le ^{40}Ca [37], et pourrait être développée pour d'autres noyaux.

Dans cette problématique de physique, l'utilisation du polarimètre tensoriel POLDER a eu pour but de vérifier les approximations aboutissant à la signature S_d^y . La mesure des observables tensorielles permet de déterminer exactement la signature recherchée. Une première expérience par diffusion élastique de deutons polarisés sur le ^{40}Ca ($\Delta S=0$) a permis de tester le polarimètre. Une seconde expérience sur le niveau 1^+ à 12.71 MeV ($\Delta S=1$) du ^{12}C , déjà étudié avec POMME, a testé la fiabilité de la signature S_d^y , et la validité des hypothèses faites.

4.2 Excitations multipolaires

En présence d'une distribution arbitraire de charge et de courant dans les noyaux, les moments électriques et magnétiques s'expriment comme une série de moments multipolaires. A chaque terme de cette série est associé un opérateur (par exemple Q pour le moment quadrupolaire électrique et μ pour le moment dipolaire magnétique). Les éléments diagonaux des matrices associées à ces opérateurs ($\langle JM|Q|JM \rangle$ dans la base standard) représentent les moments statiques du noyau. Les éléments non diagonaux représentent les moments de transition. Dans cette série, les excitations de spin sont des transitions multipolaires magnétiques. Contrairement aux transitions électriques, qui ne sont sensibles qu'à la distribution effective de charge dans le noyau, les transitions magnétiques sont sensibles aux caractéristiques magnétiques internes des noyaux. Ces caractéristiques sont :

- Les moments magnétiques intrinsèques des neutrons et des protons (partie de spin).
- Le moment magnétique produit par les mouvements orbitaux des protons (partie de courant)
- Les courants d'échange produit par l'interaction des nucléons, incluant les courants d'échange mésoniques (partie interaction).

L'étude de ces degrés de liberté magnétiques des noyaux peut donc être entreprise à travers la mesure des transitions magnétiques multipolaires (excitation de spin).

L'état fondamental d'un noyau est assimilable à un état d'équilibre d'un ensemble de nucléons. Une perturbation de cet état par la diffusion d'une sonde quelconque, peut donner lieu à un mouvement collectif des nucléons caractérisé par des oscillations de n'importe quel paramètre associé à la configuration d'équilibre. Ces mouvements collectifs peuvent être soit vibrationnel soit rotationnel suivant la forme d'équilibre du noyau considéré : vibrationnel s'il est sphérique (noyaux magiques), rotationnel s'il est ellipsoïdal (N et Z entre deux nombres magiques : terres rares ($155 < A < 190$) et actinides ($225 < A < 250$)). Ces mouvements collectifs du noyau peuvent être vus comme une excitation de moments multipolaires [39].

Les états excités des noyaux ont en général une énergie d'excitation bien déterminée et dont la largeur pour chaque état est faible. Cependant certains états excités (résonances

géantes) ont une énergie comprise dans un domaine beaucoup plus large et correspondent à des modes d'excitation nucléaire collectifs. Dans ces modes, les protons et les neutrons vibrent soit en phase (excitation isoscalaire $T=0$), soit en opposition de phase (excitation isovectorielle $T=1$). De façon similaire les spin haut et bas oscillent soit en phase, les états correspondant sont dénotés par $S=0$, soit en opposition de phase, pour lesquels les états sont dénotés par $S=1$.

Depuis la découverte de la résonance dipolaire géante (dipolaire électrique) dans les années 50 beaucoup d'autres résonances géantes multipolaires électriques ont été observées. Par contre, aucune observation de résonance magnétique analogue, et en particulier de la résonance magnétique dipolaire ($M1$), ne fut annoncée avant les années 80. La difficulté d'observer la transition $M1$ est principalement due au fait que la partie dépendante de spin de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon est généralement beaucoup plus faible que la partie indépendante de spin. De plus l'observation des transitions $M1$ requiert une détection des particules diffusées à très faible moment transféré afin de sélectionner les états excités $M1$ par rapport aux états de multipolarité plus élevée.

4.2.1 Les transitions multipolaires

La première étape d'un processus d'excitation (par exemple par un nucléon incident) est d'exciter un des nucléons de la cible. Il est donc évident que le spectre des résonances sera fortement influencé par la structure en couche du noyau. En cela, il est important de brièvement présenter les règles de sélection des transitions multipolaires. Dans un premier temps nous considérerons trois transitions parmi les plus connues, puis nous reviendrons plus en détail sur la transition dipolaire magnétique.

Les moments multipolaires¹ électriques et magnétiques sont des opérateurs tensoriels irréductibles de parités opposées. Le moment 2^l -polaire électrique $\mathbf{Q}^{(l)}$ est un opérateur tensoriel irréductible d'ordre l et parité $(-)^l$; le moment 2^l -polaire magnétique $\mathbf{M}^{(l)}$ est un opérateur tensoriel irréductible d'ordre l et parité $(-)^{l+1}$. Conformément aux règles de sélection des opérateurs tensoriels, les seules contributions non nulles proviennent de

¹Voir Bohr et Mottelson, Nuclear structure, appendice C.

moments dont la multipolarité est comprise dans les limites :

$$|J_f - J_i| \leq l \leq J_f + J_i \quad (4.1)$$

où $|J_i M\rangle$ est l'état initial du noyau considéré, et $|J_f M\rangle$ son état final. Notons que la probabilité de transition est rigoureusement nulle si $J_f = J_i = 0$. Parmi les transitions multipolaires les plus courantes citons :

i. la transition dipolaire électrique E1

$$\Delta J = |J_f - J_i| \leq 1 \quad J_f + J_i = 0 \text{ excepté}$$

$$\Delta \Pi = \Pi_f \Pi_i = -1$$

ii. la transition dipolaire magnétique M1

$$\Delta J = |J_f - J_i| \leq 1 \quad J_f + J_i = 0 \text{ excepté}$$

$$\Delta \Pi = \Pi_f \Pi_i = +1$$

iii. la transition quadrupolaire électrique E2

$$\Delta J = |J_f - J_i| \leq 2 \quad J_f + J_i = 0 \text{ ou } 1 \text{ excepté}$$

$$\Delta \Pi = \Pi_f \Pi_i = +1$$

4.2.2 L'opérateur dipolaire magnétique

Considérons l'opérateur dipolaire magnétique² μ , qui peut s'exprimer par :

$$\vec{\mu} = \sum_k g_s(k) \vec{s}(k) + g_l(k) \vec{l}(k) \quad (4.2)$$

où \vec{s} et \vec{l} sont les moments angulaires de spin et orbital pour chaque nucléon (La somme étant faite sur tous les nucléons). Les facteurs g de spin et orbital pour le $k^{\text{ième}}$ nucléon sont notés $g_s(k)$ et $g_l(k)$, avec leur valeurs en magnéton nucléaire :

$$\begin{aligned} g_s(p) &= 5.59 & g_l(p) &= 1 \\ g_s(n) &= -3.83 & g_l(n) &= 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

où p (n) représente les protons (neutrons). Une expression beaucoup plus commode du moment magnétique dipolaire s'obtient en introduisant la notation de l'isospin pour le proton et le neutron. Si τ_Z représente la matrice de Pauli pour la projection d'isospin, l'équation 4.2 peut se réécrire sous la forme :

$$\vec{\mu} = \sum_{k=1}^A \left[\left(g_s^0 - \frac{1}{2} \right) \vec{s}(k) - \left(g_s^1 \vec{s}(k) + \frac{1}{2} \vec{l}(k) \right) \tau_Z(k) \right] + \frac{1}{2} \vec{J} \quad (4.4)$$

²Voir Bohr et Mottelson, appendice C et p. 636.

avec

$$\begin{aligned} g_s^0 &= \frac{1}{2}(g_s(p) + g_s(n)) = 0.88 \\ g_s^1 &= \frac{1}{2}(g_s(p) - g_s(n)) = 4.71 . \end{aligned} \quad (4.5)$$

Dans l'équation 4.4, $\vec{J} = \sum(\vec{l} + \vec{s})$ est le moment angulaire total. La probabilité de transition réduite $B(M1)$ pour une transition M1 entre un état initial et un état final, de moment angulaire respectif J_i et J_f , est proportionnelle au carré des éléments de matrice réduits de l'opérateur μ entre les deux états. Elle est donnée par :

$$B(M1) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f T_f | \vec{\mu} | J_i T_i \rangle|^2 . \quad (4.6)$$

Les règles de sélection pour les transitions M1 sont :

$$\begin{aligned} \Delta J &= \pm 1, 0 & 0 \rightarrow 0 \text{ interdit} \\ \Delta \Pi &= +1 \\ \Delta T &= \pm 1, 0 & 0 \rightarrow 0 \text{ interdit} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Dans l'équation 4.4, le terme $\sum_k \vec{s}(k)$ est un scalaire dans l'espace d'isospin (isoscalaire), alors que le terme $\sum_k \tau_Z(k) \vec{s}(k)$ est un vecteur dans l'espace d'isospin (isovectoriel). La probabilité de transitions M1 (relation 4.6), sera plus importante pour des transitions isovectorielles. En effet, le rapport des forces (ou probabilités de transition) isoscalaire et isovectorielle est déterminé par le carré du rapport des facteurs g isoscalaire et isovectoriel. D'après 4.5, ce rapport $(g_s^0/g_s^1)^2$ est de 10^{-2} , ce qui implique que, par exemple, pour les noyaux "auto-conjugués" ($N=Z$; $T_i=0$), les transitions isoscalaires ($T_f=T_i$) sont fortement inhibées par rapport aux transitions isovectorielles ($T_f=T_i \pm 1$). Ceci est dû au fait que les facteurs g du proton et du neutron sont pratiquement opposés. (Cette dominance du caractère isovectoriel de l'opérateur M1 (μ) est connue sous le nom de règle de sélection de Morpurgo [40].)

4.3 Excitation de spin isoscalaire

Les excitations collectives $\Delta S=0$ (transfert de spin nul) furent intensivement étudiées théoriquement et expérimentalement durant les années 70 [41]. Beaucoup d'états $J^\pi = 1^+$ furent étudiés par diffusion inélastique d'électrons [42] et de protons [35, 32]. Les

expériences de transfert de spin par diffusion inélastique de protons localisèrent (en énergie d'excitation) les forces (probabilités de transition) dipolaire et quadrupolaire de spin [33, 34], et montrèrent que les états, créés par des transitions $\Delta S=1$, sont observés à des énergies d'excitation plus grandes que les états créés par des transitions $\Delta S=0$. La diffusion de sondes électromagnétiques excite très peu les états isoscalaires (probabilité de transition $\Delta T=0$ faible), alors que la diffusion de protons excite aussi bien les états isovectoriels qu'isoscalaires. Cependant dans l'interaction nucléon-nucléon, le rapport entre la force isoscalaire de spin et la force isovectorielle est d'environ $\frac{1}{3}$ (Cf. paragraphe précédent). Donc la section efficace de spin-flip isoscalaire sera toujours plus faible que celle de spin-flip isovectorielle. Ceci explique que très peu d'états créés par des transitions de spin isoscalaire soient actuellement connus, et en particulier la réponse de spin $\Delta T=0$ (isoscalaire) dans le continuum.

4.4 Signature des transitions de spin

4.4.1 Diffusion de protons

Dans la diffusion (\vec{p}, \vec{p}') , la probabilité de spin-flip S_{nn} :

$$S_{nn} = \frac{1}{2} (1 - K_y^{y'}) \quad (4.8)$$

est, aux énergies intermédiaires, une bonne signature des états excités par une transition de spin, puisque $S_{nn} \simeq 0$ pour les transitions $\Delta S=0$ et peut atteindre 0.6 pour $\Delta S=1$ (par exemple pour l'état $J^\pi = 1^+$ à 15.1 MeV du ^{12}C [32]). Cette mesure est possible grâce à l'utilisation conjointe de faisceaux polarisés et de mesures de polarisation du faisceau diffusé (mesure du coefficient de transfert de spin $K_y^{y'}$).

4.4.2 Diffusion de deutons

Du fait de son isospin $T=0$, le deuton permet par diffusion inélastique de n'exciter que les transitions isoscalaires ($\Delta T=0$). Cette sonde serait donc la meilleure et la plus simple pour l'étude de telles transitions, à condition de trouver une signature claire des excitations $\Delta S=1$ par rapport aux excitations $\Delta S=0$.

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons les tenseurs cartésiens pour décrire la polarisation (Cf. § 1.1.1.4 et annexe C). Ce choix est dicté par le fait que nous aurons à comparer les résultats de POLDER à ceux obtenus avec POMME qui sont exprimés sous forme de tenseurs cartésiens.

Suivant la convention de Madison [3] et le formalisme d’Ohlsen [2, 5], pour un faisceau de deutons polarisés selon l’axe y normal au plan de réaction, A_y et A_{yy} sont les pouvoirs d’analyse vectoriel et tensoriel, $P^{y'}$ et $P^{y'y'}$ les pouvoirs polarisants vectoriel et tensoriel, et $K_y^{y'}$ et $K_{yy}^{y'y'}$ les coefficients de transfert de spin de la réaction (les indices du bas font référence au faisceau incident, les indices du haut au faisceau diffusé). Trois probabilités de spin-flip S_0 , S_1 , et S_2 peuvent être définies pour un transfert de 0,1 ou 2 unités de spin (projection de spin selon l’axe y).

$$\begin{aligned} S_0 &= \frac{1}{6} \left(2 + 3K_y^{y'} + K_{yy}^{y'y'} \right) \\ S_1 &= \frac{1}{9} \left(4 - A_{yy} - P^{y'y'} - 2K_{yy}^{y'y'} \right) \\ S_2 &= \frac{1}{18} \left(4 + 2A_{yy} - 9K_y^{y'} + 2P^{y'y'} + K_{yy}^{y'y'} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

La signature S_1 est similaire à S_{nn} pour la diffusion (\vec{p}, \vec{p}') . Les relations linéaires [2, 5] :

$$P^{y'y'} = A_{yy} \quad \text{et} \quad K_{yy}^{y'y'} = 2 - A_{yy} \quad (4.10)$$

valables pour toutes réactions du type $1 + 0 \rightarrow 1 + 0$, et qui sont conservées par le renversement du temps, impliquent $S_1 = 0$ pour les transitions $\Delta S=0$. Pour les transitions $\Delta S=1$, on s’attend à ce que S_1 soit positif. La signature S_1 nécessite la mesure de la polarisation tensorielle du faisceau diffusé.

4.5 Mesures vectorielles avec POMME

Ce chapitre présente les résultats des mesures effectuées par l’équipe d’Orsay avec le polarimètre POMME [36, 37]. Elles ont nécessité la recherche d’une signature des transitions $\Delta S=1$ qui ne nécessite que la mesure de la polarisation vectorielle des deutons diffusés. Pour $\Delta S=0$, la relation $P^{y'y'}=A_{yy}$ est toujours vérifiée. Si, pour $\Delta S=1$, le pouvoir polarisant tensoriel et le pouvoir d’analyse tensoriel restent voisins ($P^{y'y'} \simeq A_{yy}$), et en négligeant la probabilité de double spin-flip ($S_2 \simeq 0$) ($K_{yy}^{y'y'}$ s’exprime alors en fonction de A_{yy} , $K_y^{y'}$, $P^{y'y'}$), il devient possible d’exprimer la probabilité de spin-flip à partir

d'observables vectorielles uniquement :

$$S_d^y \simeq \frac{4}{3} + \frac{2}{3}A_{yy} - 2K_y^{y'} \quad (4.11)$$

La seule mesure de polarisation nécessaire pour déterminer S_d^y est le coefficient de transfert de polarisation $K_y^{y'}$. La seule quantité tensorielle nécessaire est le pouvoir d'analyse A_{yy} , facilement mesurable puisqu'il ne nécessite pas de polarimètre.

Plusieurs mesures de spin-flip isoscalaire ont été menées à bien par l'équipe d'Orsay [36, 37] à l'aide du polarimètre POMME, auprès du Laboratoire National SATURNE, avec des deutons polarisés de 400 MeV. POMME (**P**olarimètre **M**obile **M**oyenne **E**nergie [38]) est un polarimètre vectoriel construit durant les années 1987–1988 à Saclay. Basé sur la diffusion élastique ou quasi élastique sur une cible épaisse de carbone, il est destiné à mesurer la polarisation des protons entre 200 et 1200 MeV et des deutons entre 150 et 700 MeV d'énergie cinétique. Les cibles primaires (^{12}C , ^{40}Ca) étaient placées en aval du spectromètre SPES1 (Cf. § 3.3.1.3 p. 57) qui conduisait le faisceau de deutons diffusés sur le polarimètre POMME. L'énergie cinétique des deutons polarisés était de 400 MeV (200 MeV par nucléon), énergie pour laquelle le terme dépendant du spin V_{10} ($\Delta T=0$, $\Delta S=1$) est proportionnellement le plus grand par rapport au terme dépendant du spin V_{11} ($\Delta T=1$, $\Delta S=1$), et au terme central V_{00} .

4.5.1 Expérience sur le ^{12}C

La méthode a d'abord été testée sur les premiers états excités du ^{12}C : 2^+ à 4.44 MeV, 0^+ à 7.65 MeV et 3^- à 9.64 MeV, et l'état de spin-flip 1^+ à 12.71 MeV. Les expériences précédentes (en (\vec{p}, \vec{p}')) sur la mesure des états excités de ce noyau avaient montré que parmi les quatre premiers états excités, celui situé à 12.7 MeV d'énergie d'excitation était créé par une transition $\Delta S=1$ [32]. La résolution en énergie dans le plan focal du spectromètre était de 280 KeV. Les mesures ont été faites à 4° , 6° , et 10° , seul 4° est présenté ici. La figure 4.1 montre le spectre en énergie d'excitation réalisé jusqu'à 25 MeV [36]. Le pic à 9.64 MeV se mélange à la queue de l'état 0^+ à 10.3 MeV et à un fond provenant du continuum. Le pic à 12.71 MeV est aussi superposé à un fond provenant d'excitations dans le continuum. Pour isoler le niveau d'intérêt, il est nécessaire de soustraire ce bruit de fond.

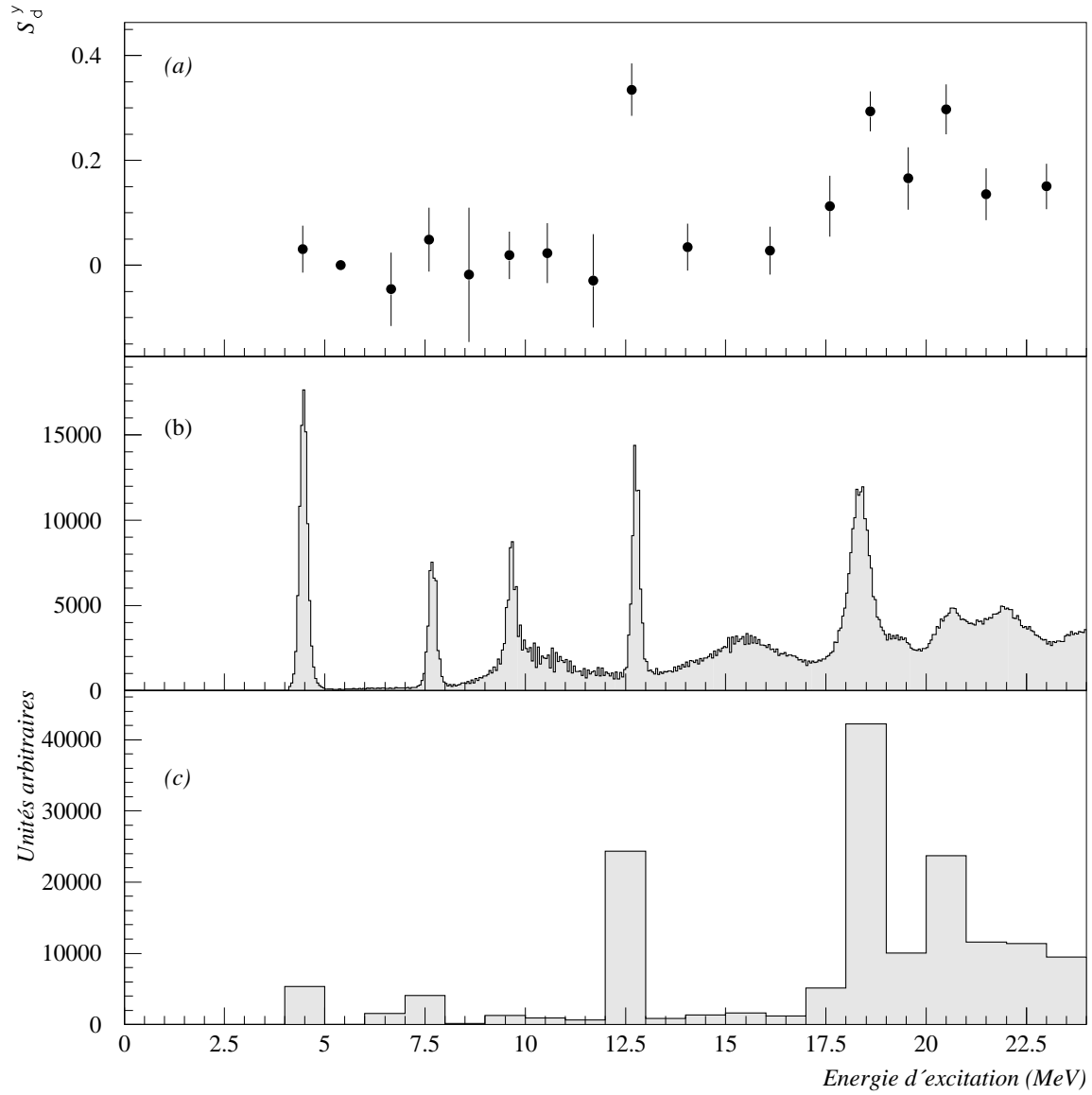


FIG. 4.1 – Résultats de l'expérience sur le ^{12}C à 4° dans le laboratoire en fonction de l'énergie d'excitation. Les taux de comptage sont représentés pour des intervalles de 100 KeV (b). En (c) est tracé, pour des intervalles de 500 KeV, le produit de la section efficace et de la signature S_d^y (a).

La valeur de S_d^y , compatible avec zéro pour les états de parité naturelle, est de 0.37 ± 0.05 pour l'état 1^+ à 12.7 MeV ($\Delta S=1$, $\Delta T=0$). La figure 4.1 représente la section efficace en fonction de l'énergie d'excitation. Le produit de S_d^y par la section efficace montre que les états de parité naturelle ont pratiquement disparus alors que l'état excité à 12.7 MeV est très important. On peut noter au passage que l'état 1^+ à 15.11 MeV créé par une transition isovectorielle et très important en (\vec{p}, \vec{p}') , est absent de ces mesures, et que le pic à 18.3 MeV identifié en (\vec{p}, \vec{p}') comme un état 2^- $\Delta T=0$, confirme par sa présence qu'il s'agit d'une transition isoscalaire.

4.5.2 Expérience sur le ^{40}Ca

Ces mesures ont constitué la première étude des forces de spin isoscalaires dans le continuum et couvraient un domaine en énergie d'excitation de 6.25 à 42 MeV [37]. Elles entraînent la découverte de force de spin non prédites vers 9 MeV d'excitation et confirment certaines prévisions quant à des probabilités de spin-flip isoscalaires dans les régions de 15 MeV et 30 MeV d'énergie d'excitation [37].

4.6 Mesures tensorielles avec POLDER

Les expériences se sont déroulées au Laboratoire National Saturne en avril 1992. A cause des temps de mesure importants nécessaires à la détermination des observables de polarisation tensorielles, seules deux études ont été entreprises : l'une sur le pic élastique ($\Delta S=0$) du ^{40}Ca à 12° , l'autre sur le niveau 1^+ 12.71 MeV ($\Delta S=1$) du ^{12}C à 4° .

Les deutons polarisés de 380 MeV et 393 MeV diffusaient respectivement sur les cibles primaires de ^{40}Ca et ^{12}C avant d'être sélectionnés et focalisés par le spectromètre SPES1 sur la cible d'hydrogène liquide de POLDER (figure 4.2). Grâce au spectromètre, les deutons diffusés étaient sélectionnés à une énergie de 380 MeV, le polarimètre ayant été préalablement calibré à cette énergie. Le faisceau de deutons était délivré dans quatre états de spin notés 5, 6, 7 et 8 (Cf. tableau 3.1 p. 53).

La symétrie d'invariance par renversement du temps implique que les égalités $P^{y'y'} = A_{yy}$

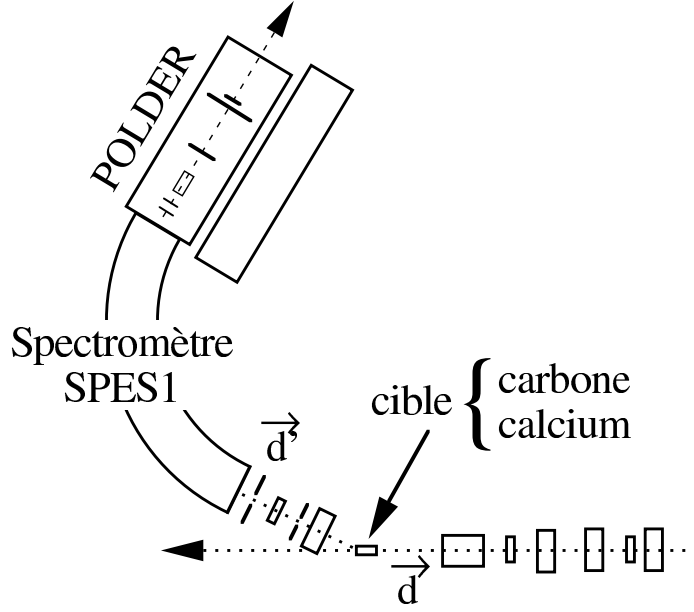


FIG. 4.2 – Schéma de l'utilisation de POLDER lors d'une mesure de polarisation derrière SPES1.

et $S_1 \simeq 0$ soient vérifiées pour les réactions du type $1+0 \rightarrow 1+0$ élastiques [2, 5]. La mesure des observables tensorielles (A_{yy} , $P^{y'y'}$, $K_{yy}^{y'y'}$) sur le pic élastique du ^{40}Ca devait permettre de vérifier le bon fonctionnement de POLDER, en mode polarimètre, en retrouvant ces égalités. Le choix de l'angle de diffusion de 12° est le résultat d'un compromis entre un signal important pour A_{yy} et une section efficace raisonnable [43].

La mesure sur le niveau 1^+ du ^{12}C avait pour objectif de vérifier les approximations $P^{y'y'} \simeq A_{yy}$ et $S_2 \simeq 0$. La première vérification se faisait par une comparaison des mesures de $P^{y'y'}$ et de A_{yy} effectuées par POLDER. La seconde se faisait par la comparaison entre la mesure de S_1 par POLDER et celle de S_d^y par POMME.

Nous rappelons ici que les observables de polarisation (A_y , A_{yy} , $P^{y'y'}$, $K_y^{y'}$, $K_{yy}^{y'y'} \dots$) sont relatives aux réactions *primaires* et au faisceau de deutons diffusés par les cibles de ^{12}C ou ^{40}Ca , avant POLDER.

4.6.1 Dispositif expérimental

Lors de cette expérience (réalisée en 1992), POLDER n'était pas dans sa configuration définitive (c.-à-d. comme décrit au chapitre 2). Les résultats de polarisation présentés ici

sont basés sur la calibration préalable qui s'est déroulée en 1992 avec les mêmes conditions de détection. De fait les modifications finales ont été apportées au polarimètre suite à ces résultats. Trois différences importantes sont à noter par rapport à l'analyse déjà décrite :

- Le détecteur veto placé derrière le deuxième hodoscope ne différenciait pas les deutions des protons. Les événements parasites associés à la détection de deux deutions du faisceau ont été identifiés par la présence de deux particules dans un cône de faible angle solide (1.6 cm de rayon sur le petit hodoscope et 4 cm sur le grand) autour de la direction du deuton incident. Le nombre d'événements d'échange de charge vérifiant cette condition est très faible car ils correspondent à un angle de diffusion faible associé à un petit angle relatif [17] Les résultats sont excellents, plus de 99% des événements créés par le faisceau sont ainsi rejetés, alors que sur l'ensemble des événements d'échange de charge seuls 1,1% sont perdus (calculé par simulation). L'intérêt est que cette perte est la même en calibration qu'en mesure de polarisation.
- Les signaux délivrés par le générateur de porte et utilisés pour les stops TDC étaient beaucoup trop larges (500 ns). Si un bruit impressionnait la même barre qu'un des protons jusqu'à 500 ns avant, le temps de vol de la particule (mesuré par les TDC) ne correspondait pas au temps réel du proton en question. Autrement dit la détection d'une particule de bruit de fond pouvait fausser la mesure du temps de vol et ainsi contribuer au rejet d'un bon événement. En calibration ce problème n'existe pas, car il n'y a pas bruit. Ce dysfonctionnement a été remarqué en diffusion élastique sur le ^{40}Ca et surtout en diffusion inélastique sur le ^{12}C où un bruit de salle très important est apparu. Il n'a donc pas été possible de couper sur la partie du spectre TDC située avant le pic correspondant aux protons, perdant ainsi notre meilleur atout pour le rejet du bruit de fond.
- La troisième chambre à fils placée après le second hodoscope (pour le recentrage des éléments de POLDER) n'avait pas été mis en place lors de cette expérience. Un problème d'alignement mécanique, pouvant atteindre 0.5 cm sur les chambres à fils, a été observé. Le décentrage des éléments n'a pu être corrigé qu'en utilisant les informations taux de comptage des barres d'hodoscope. La précision du centrage n'était dans ce cas que de 0.3 cm sur les chambres à fils. En fait seules les données

de calibration ont pu être corrigées correctement.

Un autre problème est apparu lors de la mesure. Des taux de comptage trop importants à $\varphi=0, 90, 180$ et 360° , reliés à une particule sur l'axe du faisceau, nous ont obligé à rejeter les événements où une seule particule se trouvait dans l'une des quatre cellules centrales. Le nombre d'événements d'échange de charge concernés par ce rejet a été estimé à 15% (par simulation).

4.6.2 Mesure des pouvoirs d'analyse

Les deux quantités A_y, A_{yy} sont les pouvoirs d'analyse de la réaction primaire (\vec{d} sur ^{12}C ou \vec{d} sur ^{40}Ca). A cause de l'utilisation du spectromètre, ils ont été déterminés par la mesure de taux de comptage en un seul point correspondant à $\varphi=0^\circ$. La partie avant de POLDER (détecteurs starts et chambres à fils avant la cible) mesurait ces taux de comptage. La présence simultanée de plusieurs pics après le spectromètre, correspondant à différents niveaux excités du noyaux diffusé, a nécessité une coupure sur les informations chambres à fils afin de ne sélectionner que le niveau d'intérêt. Les événements particuliers déclenchés par la coïncidence entre la détection d'un deuton et un générateur d'impulsion aléatoire (Cf. § 2.2.3.2) ont donc été utilisés. Le nombre de ces événements est une proportion constante du faisceau incident quel que soit l'état de spin. Ces taux de comptages étaient corrigés par rapport au nombre de deutons incidents de la réaction primaire par état de spin, dont la mesure était assurée par deux moniteurs placés près de la cible autour de la chambre à réaction de SPES1. Le premier était localisé à 60° dans le plan vertical, le second était localisé dans le plan de réaction (horizontal) à un angle de 45° .

Expression des pouvoirs d'analyse

Les pouvoirs d'analyse s'expriment en fonction du nombre de deutons diffusés mesuré par les chambres de POLDER par état de spin et corrigé du nombre de deutons mesuré

dans les moniteurs de la cible primaire :

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \frac{N_d^{(5)} - N_d^{(6)} - N_d^{(7)} + N_d^{(8)}}{N_d^{(5)} + N_d^{(6)} + N_d^{(7)} + N_d^{(8)}} \\
 A_y &= \frac{-2}{\sqrt{6} \rho_{10}} \frac{N_d^{(5)} - N_d^{(6)} + N_d^{(7)} - N_d^{(8)}}{N_d^{(5)} + N_d^{(6)} + N_d^{(7)} + N_d^{(8)}} \quad N_d^{(i)} = \frac{N_{pol}^{(i)}}{N_M^{(i)}} \\
 A_{yy} &= \frac{\sqrt{2}}{\rho_{20}} \frac{N_d^{(5)} + N_d^{(6)} - N_d^{(7)} - N_d^{(8)}}{N_d^{(5)} + N_d^{(6)} + N_d^{(7)} + N_d^{(8)}}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

où $N_{pol}^{(i)}$ est le nombre de deutons mesurés par POLDER, et $N_M^{(i)}$ le nombre de deutons mesurés par les moniteurs. La quantité A_0 qui doit être nulle (Cf. § 3.3.1.1 p. 52), constitue un bon test de soustraction du bruit de fond et du monitoring de l'appareil de mesure.

4.6.3 Mesure de la polarisation des deutons de recul

Le calcul de S_1 (relation 4.9, page 116) nécessite la connaissance du pouvoir d'analyse A_{yy} , du pouvoir polarisant $P^{y'y'}$ et du coefficient de transfert de spin $K_{yy}^{y'y'}$. Pour une réaction du type $\vec{d} + A \rightarrow \vec{d} + B$, la section efficace polarisée I et la polarisation du deuton sortant peuvent s'écrire [2, 5] :

$$\begin{aligned}
 I(\theta, \phi) &= I_0 \left(1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz} \right) \\
 p^{i'j'} I &= I_0 \left(P^{i'j'} + \frac{3}{2} p_y K_y^{i'j'} + \frac{2}{3} p_{xz} K_{xz}^{i'j'} + \frac{1}{3} p_{xx} K_{xx}^{i'j'} + \frac{1}{3} p_{yy} K_{yy}^{i'j'} + \frac{1}{3} p_{zz} K_{zz}^{i'j'} \right)
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

où I_0 est la section efficace pour un faisceau incident non polarisé, et $p^{i'j'}$ est la polarisation du faisceau diffusé (les indices $i'j'$ peuvent prendre les valeurs $x'x'$, $y'y'$, $z'z'$, ou $x'z'$). Les paramètres de polarisation du faisceau incident dans le repère d'hélicité de la réaction primaire ($p_y, p_{xx}, p_{yy}, \dots$) s'obtiennent en fonction de ρ_{10} et ρ_{20} par une rotation d'angle $(0, \frac{\pi}{2}, 0)$ (Cf. tableau 1.1 p. 25 et annexe C) :

$$\begin{aligned}
 p_y &= \frac{2}{\sqrt{6}} \rho_{10} & p_{xz} &= 0 \\
 p_{xx} &= -\frac{1}{2} p_{yy} = p_{zz} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \rho_{20}
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

En substituant ces quantités dans les expressions 4.13, et en utilisant les relations générales [2, 5] :

$$\begin{aligned} A_{xx} + A_{yy} + A_{zz} &= 0 \\ K_{xx}^{i'j'} + K_{yy}^{i'j'} + K_{zz}^{i'j'} &= 0 \end{aligned} \quad (4.15)$$

on obtient :

$$p_{(k)}^{i'j'} \left(1 + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10}^{(k)} A_y + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho_{20}^{(k)} A_{yy} \right) = P^{i'j'} + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10}^{(k)} K_y^{i'j'} + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho_{20}^{(k)} K_{yy}^{i'j'} \quad (4.16)$$

où $k=5,6,7,8$ est l'état de spin du faisceau (Cf. tableau 3.1 p. 53). Grâce aux trois combinaisons des états de spin (5+6+7+8), (5+6-7-8) et (5-6+7-8) de ces relations, on exprime les pouvoirs polarisants et les coefficients de transfert de spin par :

$$\begin{aligned} P^{i'j'} &= \frac{1}{4} (p_{(5)}^{i'j'} + p_{(6)}^{i'j'} + p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) + \frac{\sqrt{6}}{8} \rho_{10} A_y (p_{(5)}^{i'j'} - p_{(6)}^{i'j'} + p_{(7)}^{i'j'} - p_{(8)}^{i'j'}) \\ &\quad + \frac{1}{4\sqrt{2}} \rho_{20} A_{yy} (p_{(5)}^{i'j'} + p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} - p_{(8)}^{i'j'}) \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} K_{yy}^{i'j'} &= \frac{1}{\sqrt{8} \rho_{20}} (p_{(5)}^{i'j'} + p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} - p_{(8)}^{i'j'}) + \frac{\sqrt{3} \rho_{10}}{4 \rho_{20}} A_y (p_{(5)}^{i'j'} - p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) \\ &\quad + \frac{1}{4} A_{yy} (p_{(5)}^{i'j'} + p_{(6)}^{i'j'} + p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} K_y^{i'j'} &= \frac{1}{2\sqrt{6} \rho_{10}} (p_{(5)}^{i'j'} - p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) + \frac{1}{4} A_y (p_{(5)}^{i'j'} + p_{(6)}^{i'j'} + p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) \\ &\quad + \frac{\rho_{20}}{4\sqrt{3} \rho_{10}} A_{yy} (p_{(5)}^{i'j'} - p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) \end{aligned} \quad (4.19)$$

où ρ_{10} et ρ_{20} sont (rappelons le) les valeurs absolues de la polarisation du faisceau incident. La polarisation du faisceau diffusé $p_{(k)}^{i'j'}$ par état de spin est reliée aux observables tensorielles par (Cf. annexe C) :

$$p_{(i)}^{y'y'} = -\sqrt{3} t_{22}^{(i)} - \frac{1}{\sqrt{2}} t_{20}^{(i)} \quad (4.20)$$

$$p_{(i)}^{x'z'} = -\sqrt{3} t_{21}^{(i)} \quad (4.21)$$

La mesure des observables t_{20} , t_{21} , t_{22} relatives au faisceau de deutons diffusés par la cible primaire est décrite en détail dans le prochain paragraphe (voir aussi § 1.1.3 p. 21).

Une combinaison intéressante de la relation 4.16 appelée K_0 et dont la valeur doit être nulle, s'obtient en créant la combinaison (5-6-7+8) et est égale à :

$$\begin{aligned} K_0^{i'j'} &= (p_{(5)}^{i'j'} - p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} + p_{(8)}^{i'j'}) + \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{10} A_y (p_{(5)}^{i'j'} + p_{(6)}^{i'j'} - p_{(7)}^{i'j'} - p_{(8)}^{i'j'}) \\ &\quad + \sqrt{\frac{1}{2}} \rho_{20} A_{yy} (p_{(5)}^{i'j'} - p_{(6)}^{i'j'} + p_{(7)}^{i'j'} - p_{(8)}^{i'j'}) \end{aligned} \quad (4.22)$$

4.6.4 Résultats

POLDER mesure les taux de comptage de la réaction d'échange de charge (Cf. chap. 2) en fonction de l'angle azimutal φ et du moment transféré q . Comme la parité est conservée dans l'interaction forte, ces taux de comptage sont donnés par la relation (Cf. § 1.1.3 p. 21) :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = k \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} & \left(1 + t_{20} T_{20}(\theta) + 2 i t_{11} i T_{11}(\theta) \cos\varphi \right. \\ & \left. + 2 t_{21} T_{21}(\theta) \cos\varphi + 2 t_{22} T_{22}(\theta) \cos 2\varphi \right) \end{aligned} \quad (4.23)$$

Une procédure de minimisation de χ^2 est utilisée pour obtenir les paramètres de polarisation (t_{ij}) à partir de la dépendance en φ et en q de la section efficace polarisée. Cela peut se faire grâce à la connaissance de la section efficace non polarisée et des pouvoirs d'analyse mesurés lors d'une expérience précédente de calibration. Le fait qu'expérimentalement on ne puisse pas toujours mesurer en absolu les sections efficaces, justifie la présence du facteur de normalisation k . Dans le cas de POLDER il devrait être possible de reproduire cette quantité à mieux que 1% entre la calibration et les mesures de polarisation, aussi k est-il libre de fluctuer entre 0.99 et 1.01. Cependant lors de la mesure de la diffusion élastique sur la ^{40}Ca et surtout lors de la mesure de la diffusion inélastique sur le ^{12}C le bruit de fond observé dans les hodoscopes était très important ($> 10^5 \text{s}^{-1}$). Aussi, à cause des grands facteurs de réduction sur les données (5 pour l'élastique et 20 pour l'inélastique), il est très difficile de reproduire la section efficace non polarisée à mieux que 1%. Pour cette raison le facteur de normalisation k a été laissé complètement libre et des valeurs proches de 2% ont obtenues, validant le détecteur et l'analyse. Ceci conduit à une erreur systématique plus grande sur la détermination de t_{20} .

La réaction $^{40}\text{Ca}(\vec{d}, \vec{d}')^{40}\text{Ca}$

Puisqu'il s'agit d'une réaction élastique, la symétrie d'invariance par renversement du temps impose les relations suivantes :

$$\begin{aligned} P^{y'y'} &= A_{yy} & K_y^{y'y'} &= A_y \\ K_{yy}^{y'y'} &= 2 - A_{yy} & K_{yy}^{x'z'} &= P^{x'z'} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Le résultat de la minimisation de χ^2 conduit à un facteur de normalisation $k = 1.03$ et les observables de polarisation cartésiennes recalculées à partir de t_{20} , t_{21} , t_{22} sont données dans le tableau 4.1.

	$x'x'$	$y'y'$	$z'z'$	$x'z'$
$P^{i'j'}$	-0.25 ± 0.075	0.55 ± 0.1	-0.29 ± 0.15	0.27 ± 0.1
$K_y^{i'j'}$	-0.33 ± 0.12	0.83 ± 0.14	-0.5 ± 0.2	0.28 ± 0.1
$K_{yy}^{i'j'}$	-0.58 ± 0.1	1.25 ± 0.13	-0.66 ± 0.18	0.017 ± 0.11
$K_0^{i'j'}$	0.016 ± 0.04	0.011 ± 0.04	-0.028 ± 0.055	0.036 ± 0.045

TAB. 4.1 – Observables de polarisation mesurées pour la réaction élastique $^{40}\text{Ca}(\vec{d}, \vec{d}')^{40}\text{Ca}$.

On vérifie ainsi que les valeurs des combinaisons $A_0 = 0.0015 \pm 0.0014$ et $K_0^{i'j'}$ sont nuls, ce qui permet de s'assurer qu'il n'y a pas d'erreurs systématiques. De plus les relations imposées par l'invariance par renversement du temps sont elles aussi vérifiées :

$$\begin{aligned}
P^{y'y'} &= A_{yy} & 0.55 \pm 0.1 &= 0.5 \pm 0.01 \\
K_y^{y'y'} &= A_y & 0.83 \pm 0.14 &= 0.88 \pm 0.01 \\
K_{yy}^{y'y'} &= 2 \cdot P^{y'y'} & 1.25 \pm 0.13 &= 1.45 \pm 0.1 \\
K_{yy}^{x'z'} &= P^{x'z'} & 0.017 \pm 0.11 &= 0.27 \pm 0.1
\end{aligned}$$

Les erreurs tiennent compte à la fois des erreurs statistiques et des erreurs systématiques dues au facteur de normalisation. Les trois premières égalités dépendent du paramètre de polarisation t_{20} et sont donc sensibles aux erreurs éventuelles sur la normalisation liées au facteur k . La quatrième égalité est la seule qui dépende du coefficient t_{21} . Le désaccord relatif observé est dû au décentrage des éléments de POLDER, qui peut générer une erreur systématique importante sur ce coefficient de polarisation en particulier (Cf. § 2.2.3.1 p. 44). Ces résultats montrent la validité de l'utilisation de POLDER en mode polarimètre, en particulier dans un bruit de fond important.

La réaction $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d}')^{12}\text{C}^*$

Les résultats pour la diffusion inélastique sur le ^{12}C sont donnés dans le tableau 4.2. Lorsque le paramètre k est laissé libre, la procédure de minimisation de χ^2 le fait converger vers 0.977.

	$x'x'$	$y'y'$	$z'z'$	$x'z'$
$P^{i'j'}$	-0.48 ± 0.11	-0.21 ± 0.12	0.69 ± 0.17	0.25 ± 0.14
$K_y^{i'j'}$	-0.1 ± 0.17	0.29 ± 0.16	-0.2 ± 0.2	-0.18 ± 0.21
$K_{yy}^{i'j'}$	0.16 ± 0.19	0.24 ± 0.17	-0.4 ± 0.22	-0.07 ± 0.23
$K_0^{i'j'}$	0.001 ± 0.085	-0.007 ± 0.076	0.07 ± 0.1	-0.03 ± 0.11

TAB. 4.2 – Observables de polarisation mesurées pour la réaction inélastique $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d}')^{12}\text{C}^*(12.7 \text{ MeV})$.

	POMME	POLDER	Code
S_1	0.37 ± 0.05	0.43 ± 0.05	0.482
$K_{yy}^{y'y'}$		0.24 ± 0.17	0.038
$P_{y'y'}$		-0.21 ± 0.12	-0.136
A_{yy}	-0.09 ± 0.05	-0.147 ± 0.05	-0.131
A_y	0.046 ± 0.004	-0.102 ± 0.05	-0.039
A_0		$-5.610^{-6} \pm 0.012$	

TAB. 4.3 – Comparaison entre différentes observables de polarisation mesurées avec POMME et POLDER et les résultats de calculs basés sur un potentiel optique (Code).

Le calcul de la signature S_1 grâce à ces observables (relation 4.9) est égal dans la limite des barres d'erreurs à la signature S_d^y mesurée avec la polarimètre vectoriel POMME (Cf. tableau 4.3). Les problèmes de bruits rencontrés lors de cette expérience ont pu créer des erreurs de normalisation et le paramètre k , laissé libre, converge vers une valeur de 0.977. Si on fixe k à 1 en supposant que les problèmes de normalisation sont dus à la minimisation on obtient alors $S_1 = 0.437 \pm 0.05$. Le résultat physique important, à savoir l'égalité des deux signatures ($S_1 = S_y^d$), n'est pas modifié.

Il est possible de comparer les résultats obtenus sur les quantités tensorielles avec des prédictions tirées d'un calcul basé sur le potentiel optique [44]. Le potentiel incluant le terme central et le terme spin orbite, est ajusté sur d'autres données existantes comprenant la dépendance angulaire de la section efficace non polarisée et les pouvoirs d'analyse. La détermination expérimentale des observables présentées dans le tableau 4.3 sont indépendantes de la normalisation k . L'égalité $A_{yy} = P^{y'y'}$ est vérifié aux barres d'erreur près avec POLDER. Cependant les coefficients de transfert de spin tenseur-tenseur sont mal reproduit par le code. Cette différence provient du fait que les observables de transfert tenseur-tenseur varient très rapidement avec l'angle de diffusion.

4.7 Conclusions

Les mesures tensorielles effectuées avec POLDER dans les expériences de transitions de spin isoscalaires ont permis de valider les approximations utilisées pour obtenir une signature de ces transitions à partir d'observables vectorielles. Il est donc possible d'envisager une étude systématique des transitions de spin isoscalaires dans les noyaux avec le polarimètre vectoriel POMME. Cette étude n'est pas envisageable avec un polarimètre tensoriel car les mesures tensorielles sont beaucoup plus longues et compliquées que les mesures vectorielles.

Les conclusions sur le fonctionnement du polarimètre POLDER, tirées de ces expériences, ont permis d'améliorer le détecteur. Des modifications permettent dorénavant de maîtriser le bruit de fond, qui peut apparaître lors des mesures en double diffusion, et les

erreurs systématiques liées au décentrage des différents éléments. Elles concernent principalement la réduction des largeurs des portes électroniques (notamment sur le générateur de porte, Cf. § 2.2.3.1 p. 44) et la mise en place d'un veto capable de distinguer deutons et protons. En ce qui concerne le recentrage, une troisième chambre à fils peut être placée derrière le second hodoscope et permet de récupérer avec une grande précision le décalage des éléments de POLDER. Toutes ces améliorations ont été apportées avant la calibration de Juillet 1993.

Chapitre 5

Perspectives

Nous avons décrit dans cette thèse la calibration du polarimètre POLDER et son utilisation en mesure de polarisation. Au vu des résultats obtenus, nous avons considéré la possibilité de réaliser deux expériences dans lesquelles POLDER jouera le rôle principal. Ainsi une proposition d'expérience à CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility, Virginie USA) sur la mesure de la polarisation des deutons de recul dans la diffusion élastique électron-deuton $D(e, e'\vec{d})$ [45], et une lettre d'intention au Laboratoire National SATURNE sur la mesure de la polarisation du deuton dans la réaction de production de pion $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ [46] ont été présentées. La lettre d'intention donnera suite à une proposition d'expérience qui sera présentée en 1994. En ce qui concerne la diffusion e-d, l'évaluation du bruit de fond, la conception et la construction d'un canal magnétique deuton spécifique à cette expérience, et le planning d'entrée en service des différents halls d'expériences de CEBAF fera que cette mesure ne sera pas réalisable avant 1996.

Au vu de l'expérience acquise sur le comportement du polarimètre lors des mesures effectuées sur les transitions de spin dans les diffusions de deutons sur des cibles de ^{12}C et ^{40}Ca , POLDER sera entouré d'un blindage pour éviter la détection du bruit de la salle (principalement dans la diffusion électron-deuton). Un autre type de bruit constitué de protons arrivant sur la cible de POLDER via le spectromètre, est attendu dans ces deux expériences. Dans cette optique de légères modifications du polarimètre sont à l'étude. Elles concernent la construction de nouvelles chambres à fils et une mesure de perte d'énergie (ΔE) des particules dans le premier détecteur start. Enfin la simulation du

détecteur sera améliorée pour inclure ce bruit de fond dans l'analyse.

Ce chapitre présente l'enjeu physique de ces deux mesures, et recadre les informations qui seront obtenues avec POLDER par rapport aux données existantes.

5.1 Mesure de t_{20} dans la réaction $D(e, e'd\vec{d})$

5.1.1 Introduction

Les théories de physique nucléaire décrivent les noyaux lourds à l'aide de calculs microscopiques utilisant une interaction nucléon-nucléon effective. Celle-ci prend en compte une partie des corrélations entre nucléons dans le milieu nucléaire et diffère donc d'une interaction dite "réaliste", déduite des données de diffusion entre nucléons libres, comme le potentiel de Paris [47]. On perd alors la description des noyaux en terme d'interaction fondamentale basée sur des échanges de mésons. Le rôle des systèmes à peu de nucléon revêt donc une importance fondamentale, car ils sont suffisamment simples pour être calculés en terme d'interaction nucléon-nucléon basée sur une théorie mésonique. Ils nous permettent de tester notre capacité à décrire la structure nucléaire en terme d'échange de mésons et d'étudier les constantes de couplage méson-nucléon dans la matière nucléaire [48].

Parce qu'il est le seul état stable à deux nucléons, le deuton représente de façon naturelle le premier candidat pour l'étude de l'interaction entre nucléons liés. Sa description en terme de deux nucléons en interaction nous permet d'étudier le potentiel nucléon-nucléon de façon complémentaire aux informations extraites par la diffusion NN, puisqu'il est sensible au comportement hors couche de l'amplitude de diffusion. La structure du deuton est relativement bien connue pour des distances relatives entre neutron et proton plus grandes que 1 fm. Cependant le nombre de modèles reproduisant correctement les observables déjà mesurées est important. On peut, en effet, ajouter des degrés de liberté, comme les résonances baryoniques ou les degrés de liberté de quarks, sans changer considérablement la description des observables, et cela même à plus faible distance relative. En plus, non seulement les calculs non relativistes semblent adéquats jusqu'à de grands moments transférés, mais pour les calculs relativistes, le choix de la dynamique et

les approximations nécessaires, ne sont pas non plus uniques [49]. Dans ces conditions on ne peut progresser qu'au travers d'expériences précises, déterminant des observables qui permettent de distinguer les différentes approches théoriques (comme les observables de polarisation).

5.1.2 La sonde électromagnétique

L'étude de la structure électromagnétique du deuton peut être réalisée à l'aide de sondes hadroniques (comme le proton) ou électromagnétiques (comme l'électron). Une sonde hadronique a le désavantage de faire intervenir des mécanismes de réaction plus compliqués (interaction forte), mais permet en contrepartie de mesurer beaucoup plus d'observables avec une plus grande statistique que par diffusion d'électron [49]. En revanche l'intérêt de la sonde électromagnétique est de faire intervenir une interaction avec le deuton qui est parfaitement déterminée (QED).

La section efficace différentielle de la diffusion élastique électron-deuton est donnée par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left(A(Q) + B(Q) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (5.1)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}$ est la section efficace de Mott pour la diffusion électromagnétique de particules ponctuelles, Q est le moment transféré au deuton, θ_e est l'angle de diffusion de l'électron, A et B sont les fonctions de structure du deuton. Des mesures de la section efficace différentielle à différents angles de diffusion de l'électron pour un même moment transféré Q , permettent une séparation de A et B . Le deuton, ayant un spin 1, a trois facteurs de forme : de charge G_C , quadrupolaire G_Q et magnétique G_M . Les fonctions de structure A et B sont reliées à ces facteurs de forme par les relations :

$$A(Q) = G_C^2(Q) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q) + \frac{2}{3}\eta G_M^2(Q) \quad (5.2)$$

$$B(Q) = \frac{4}{3}\eta(1 + \eta)G_M^2(Q) \quad (5.3)$$

avec $\eta = Q^2/4M_d^2$.

L'intérêt des expériences de diffusion d'électrons est alors évident : elles mesurent les densités de charge et magnétique du noyau cible qui sont intimement reliées à la totalité de

la fonction d'onde (comme la répulsion à courte portée et l'importance de la force tenseur) alors que les expériences de diffusion N-N ne mesurent que la partie asymptotique. $A(Q)$ a été mesuré très précisément jusqu'à 10 fm^{-1} [50] et $B(Q)$ jusqu'à 8.4 fm^{-1} [51].

Les fonctions de structure peuvent se calculer dans le cadre d'un modèle puisque les facteurs de forme du deuton dépendent des facteurs de forme (magnétique et électrique) des deux nucléons et de la fonction d'onde du deuton [52].

Les prédictions sur la fonction de structure $A(Q)$ dépendent peu de la paramétrisation du facteur de forme électrique du proton (G_E^p) parce que celui-ci est très bien connu. Par contre la méconnaissance expérimentale du facteur de forme électrique du neutron induit des différences importantes dans ces prédictions [48]. Les incertitudes provenant de G_E^n sont alors beaucoup plus grandes que les incertitudes provenant d'autres contributions (entre autre l'interaction nucléon-nucléon). Il est donc difficile de tirer des conclusions significatives, à partir de $A(Q)$, sur la validité des différents modèles jusqu'à ce que G_E^n soit mieux connu. De plus, les nombreux potentiels nucléaires théoriques diffèrent principalement par le comportement de l'onde S, qui influent surtout sur G_C , et du pourcentage de l'onde D, auquel est sensible G_Q , mais peuvent donner des valeurs similaires pour la quantité expérimentalement mesurable $A(Q)$ [52].

A l'inverse de $A(Q)$ qui dépend d'une combinaison des trois facteurs de forme G_C , G_Q et G_M , $B(Q)$ ne dépend que de G_M qui n'est pas sensible aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon [48]. Cependant, si à petit Q il permet de déterminer les mêmes caractéristiques que G_C , à moyen et grand Q il n'est plus sensible au potentiel NN, ni au pourcentage de l'état D du deuton. De plus G_M est relié à la fonction d'onde (et aux interactions) via un schéma plus compliqué que G_C et G_Q [52].

A grands moments transférés (entre 2 et 5 fm^{-1}) les trois facteurs de forme (G_C , G_Q , G_M) sont sensibles aux détails de l'interaction nucléon-nucléon, notamment à son comportement courte portée et aux courants d'échanges mésoniques. A plus grands moments transférés (de 5 à 10 fm^{-1}), les facteurs de forme pourraient mettre en défaut la description en terme de nucléons (il faudrait alors prendre en compte leur structure en quark), et devraient être un test pour les modèles relativistes.

5.1.3 Observables de polarisation

Le fait que G_C et G_Q soient séparément plus dépendants des modèles que $A(Q)$, rend souhaitable leur mesure individuelle. Cependant, la section efficace non polarisée ne permet pas, via $A(Q)$ et $B(Q)$, de les séparer. De façon à extraire les facteurs de forme de charge et quadrupolaire, il est nécessaire de disposer d'une observable supplémentaire qui dépend de la polarisation des particules dans l'état final ou initial. Il existe deux alternatives pour réaliser cette séparation. La première est de disposer d'une cible de deutons polarisés et à l'aide d'un faisceau d'électrons non polarisés de mesurer le pouvoir d'analyse tensoriel de la réaction. La seconde consiste à mesurer la polarisation tensorielle du deuton de recul avec un faisceau et une cible non polarisés. Dans le cas d'une diffusion élastique ces observables sont identiques et permettent d'accéder à de nouvelles combinaisons des facteurs de forme :

$$t_{20} = -\frac{\frac{8}{3}\eta G_C G_Q + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{1}{3}\eta [1 + 2(1 + \eta) \tan^2(\theta_e/2)] G_M^2}{\sqrt{2} [A(Q) + B(Q) \tan^2(\theta_e/2)]} G_M^2 \quad (5.4)$$

$$t_{21} = \frac{2\eta [\eta + \eta^2 \sin^2(\theta_e/2)]^{1/2} G_M G_Q \sec(\theta_e/2)}{\sqrt{3} [A(Q) + B(Q) \tan^2(\theta_e/2)]} \quad (5.5)$$

$$t_{22} = -\frac{\eta G_M^2}{2\sqrt{3} [A(Q) + B(Q) \tan^2(\theta_e/2)]} \quad (5.6)$$

Alors que t_{22} n'apporte pas de nouvelles informations (il est directement proportionnel à G_M), l'observable t_{21} permet essentiellement de mesurer G_Q (puisque G_M est connu par $B(Q)$ et peut être retrouvé par t_{22}) et fournit un moyen approprié à la détermination des propriétés reliées à la force tenseur. L'observable t_{20} est fonction des trois facteurs de forme. Mais la contribution magnétique étant très faible, il est possible, en négligeant G_M , d'exprimer cette observable par la relation :

$$\tilde{t}_{20} = -\sqrt{2} \frac{x(x+2)}{1+2x^2} \quad (5.7)$$

$$x = \frac{2}{3}\eta G_Q/G_C \quad (5.8)$$

A petit moment transféré, $x \ll 1$ et $t_{20} \simeq \tilde{t}_{20} \simeq -2x\sqrt{2}$. La différence maximale entre t_{20} et \tilde{t}_{20} se trouve à leur minimum absolu quand $x = 1$, mais reste de l'ordre de 10 à 15%. L'avantage principal de \tilde{t}_{20} est que le rapport x élimine la contribution des facteurs

de forme individuels des nucléons qui peuvent être source d'erreurs (en particulier celui du neutron qui n'est pratiquement pas connu). Mais il est toujours possible, connaissant G_M , de séparer sans approximation les facteurs de forme G_C et G_Q , grâce à la mesure de t_{21} .

5.1.4 Modèles

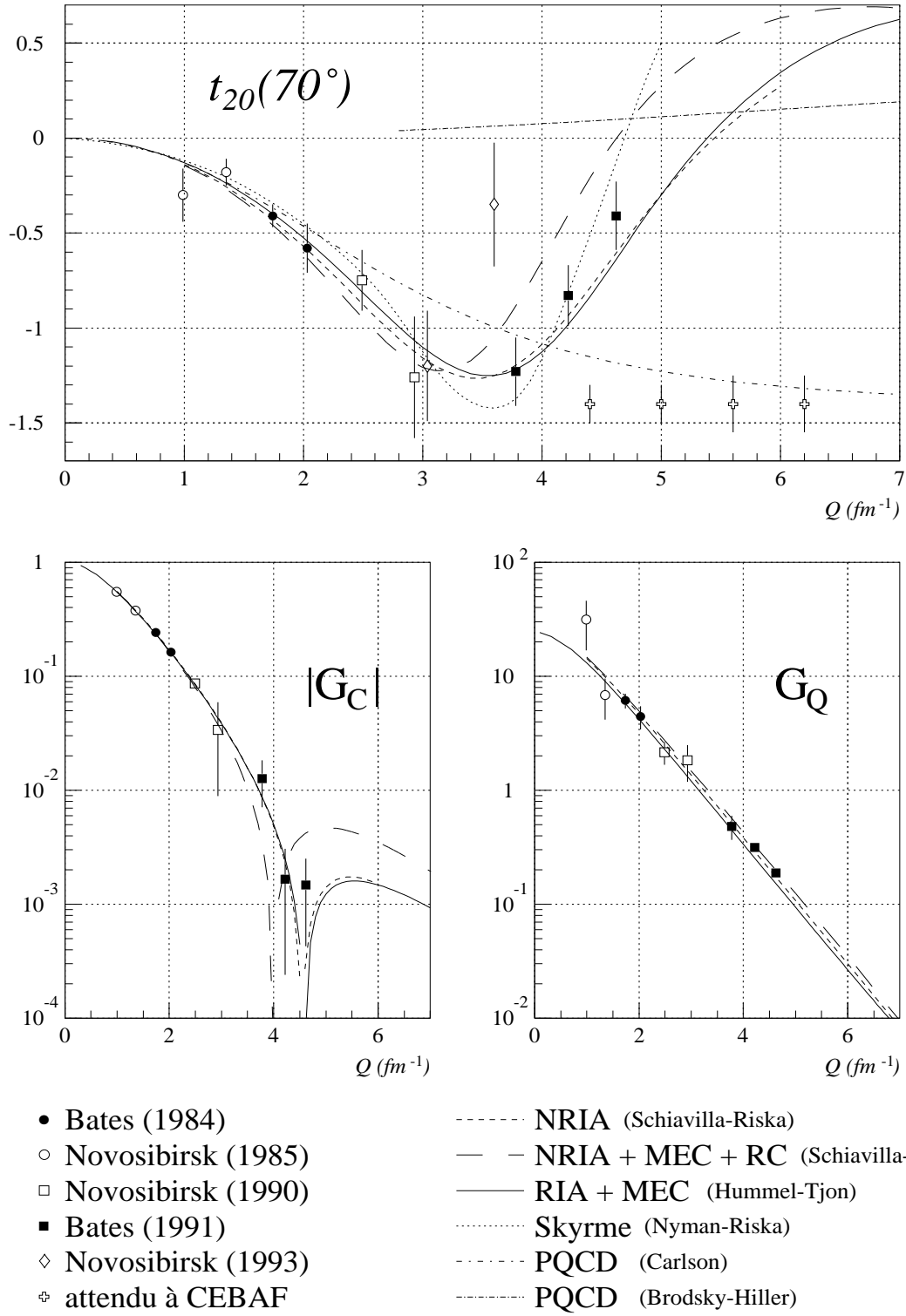
La figure 5.1 montre les résultats de plusieurs calculs théoriques existants et les compare à l'ensemble des données expérimentales disponibles à ce jour (une revue de ces données peut être trouvée dans la référence [53]).

Dans le modèle NRIA (Non-Relativistic Impulse Approximation) où l'un des nucléons du deuton est spectateur, le minimum de G_C est d'autant moins marqué, et la pente de t_{20} est d'autant moins raide, que la répulsion à courte portée du potentiel NN est faible. Les potentiels NN développés depuis une dizaine d'années tiennent tous compte des caractéristiques principales des données expérimentales de diffusion nucléon-nucléon. Cependant, les potentiels et les fonctions d'onde utilisés ne sont pas égaux et conduisent à des différences sur les valeurs des facteurs de forme du deuton. De nombreux calculs basé sur le modèle NRIA ont été effectués [53], et l'accord avec les différentes observables de diffusion e-d est remarquable, même à grand Q , pour un modèle qui n'inclut pas d'interaction entre les nucléons.

Les courants d'échange mésoniques (MEC) interviennent comme des corrections au modèle d'approximation d'impulsion pour tenir compte de l'interaction entre les deux nucléons lors du couplage au photon virtuel. A ces corrections s'ajoutent les corrections relativistes (RC), qui prennent en compte des termes d'ordre supérieur dans l'expression de la densité de charge et de courant électromagnétique contribuant à l'interaction électron deuton, et les corrections dues aux contributions des excitations isobariques (NN^* , $N\Delta$, $\Delta\Delta$).

Le modèle d'approximation d'impulsion relativiste (RIA) [53], prenant en compte les courants d'échange mésonique (MEC), donne un résultat pour t_{20} très similaire au modèle non relativiste (NRIA) sans correction des courants d'échange.

D'autres modèles basés sur les Skyrmons (Skyrme) ou sur la chromodynamique quan-

FIG. 5.1 – Données expérimentales et modèles théoriques pour t_{20} , G_C , G_Q .

tique perturbative (PQCD) [53] prennent en compte des degrés de liberté subnucloniques et sont reportés sur la figure 5.1. On s'attend à ce que les modèles PQCD soient applicables seulement à très grands moments transférés.

Les points expérimentaux sont issus de cinq expériences différentes réalisées soit à Novosibirsk (Russie), avec une cible de deutérium polarisée et un faisceau d'électrons de 2 GeV (marqueurs blancs), soit à l'accélérateur d'électron MIT à Bates (USA) avec une cible non polarisée et un polarimètre à deuton de recul (marqueurs noirs). Il est important de noter que les modèles ne commencent à prédire des valeurs suffisamment différentes pour t_{20} qu'à partir de 3 fm^{-1} . Les premières expériences (1984, 1985, et 1990) sont en accord avec les modèles théoriques jusqu'à cette valeur. Les mesures effectuées à Bates en 1991 ($3.8 < Q < 4.6 \text{ fm}^{-1}$) [13] ont utilisé un polarimètre à deuton efficace jusqu'à 200 MeV d'énergie cinétique (AHEAD [12]). Cette expérience a été réalisée avec un faisceau d'électron de 650 à 850 MeV sur une cible de deutérium liquide, produisant des deutons de recul polarisés dont l'énergie était éventuellement dégradée pour atteindre une valeur maximale de 160 MeV. Les électrons diffusés étaient détectés à la sortie d'un spectromètre à électron. Les deutons étaient conduits vers la cible du polarimètre AHEAD via un second spectromètre conçu pour cette expérience. Pour diminuer le bruit de fond dans le polarimètre, les événements de la réaction $D(e, e'\vec{d})$ étaient signés par la coïncidence entre le deuton de recul et l'électron diffusé, et une mesure de temps de vol était effectuée dans la deuxième partie du canal magnétique deuton [13].

L'expérience de 1993 à Novosibirsk a apporté deux points supplémentaires qui sont tirés d'une analyse préliminaire. Mais le point à 3.6 fm^{-1} montre un désaccord évident avec les expériences de Bates. De nouvelles mesures de pouvoirs d'analyse dans la région en Q de 3.2 à 4.8 fm^{-1} sont prévues pour 1994 afin de comparer les résultats avec l'expérience de Bates réalisée avec une technique expérimentale sujette à un type d'erreurs systématiques différent.

Toutes ces données ne permettent pas réellement de distinguer les différents modèles et montrent, pour la première fois, un certain désaccord. Il est donc nécessaire de vérifier les résultats précédents et d'étendre la mesure aussi loin que possible en Q .

5.1.5 Utilisation de POLDER

Une proposition d'expérience a été faite à CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) pour la mesure de la polarisation tensorielle du deuton à grands moments transférés dans la diffusion $D(e, e'\vec{d})$ [45]. Au vu du dernier point de Novosibirsk, il serait utile de mesurer l'observable t_{20} à $Q = 3.8 \text{ fm}^{-1}$. Il sera aussi intéressant de mesurer, avec une meilleure précision, un point près du nœud de G_C (autour de 4.4 fm^{-1}). Enfin pour différencier les modèles, il sera nécessaire d'étendre les données le plus loin possible en Q . Avec POLDER, des mesures pourraient être réalisées entre 4.4 et 6.2 fm^{-1} (Cf. fig. 5.1), avec des faisceaux d'électrons de 1 à 3 GeV et par la détection de deutons d'énergie cinétique variant entre 150 et 400 MeV .

L'estimation du temps de mesure nécessaire pour cette expérience est basée sur les figures de mérite expérimentales de POLDER, décrites dans le chapitre 3. Il faudra environ 1000 heures pour obtenir les points désirés ($3.8, 4.4, 5, 5.6, 6.2 \text{ fm}^{-1}$) à raison de plusieurs heures pour les premiers, et plusieurs jours pour les deux derniers. L'erreur totale (statistique et systématique) serait de l'ordre de 0.10 à 0.15 et améliorerait sensiblement la précision des données existantes (Cf. fig. 5.1).

La diffusion d'électrons sur une cible de deutérium produira un important bruit de fond. Au vu des résultats de l'analyse sur les expériences de diffusion de deutons sur des cibles de ^{12}C et ^{40}Ca (un important bruit de fond existant dans la salle a créé des problèmes de normalisation Cf. chap. 4), le polarimètre sera entouré d'un blindage ne laissant passer que les particules issues du spectromètre à deuton. Ainsi le seul bruit attendu sera dû à la présence de protons, de même impulsion que celle des deutons, passant par le spectromètre et arrivant sur la cible de POLDER.

Pour minimiser ce bruit de fond détecté dans POLDER, le deuton sera détecté en coïncidence avec l'électron diffusé. Un canal magnétique spécifique au deuton est en cours de conception. Il sélectionnera les deutons à un angle et une énergie précise laissant toutefois passer des protons de même impulsion. Différentes modifications sont envisagées pour POLDER afin de rejeter les protons qui arrivent sur la cible du polarimètre. De nouvelles chambres à fils constituées de trois plans par chambre permettront la mesure de la trajectoire de la particule incidente avec une efficacité de 100% et autoriseront un rejet

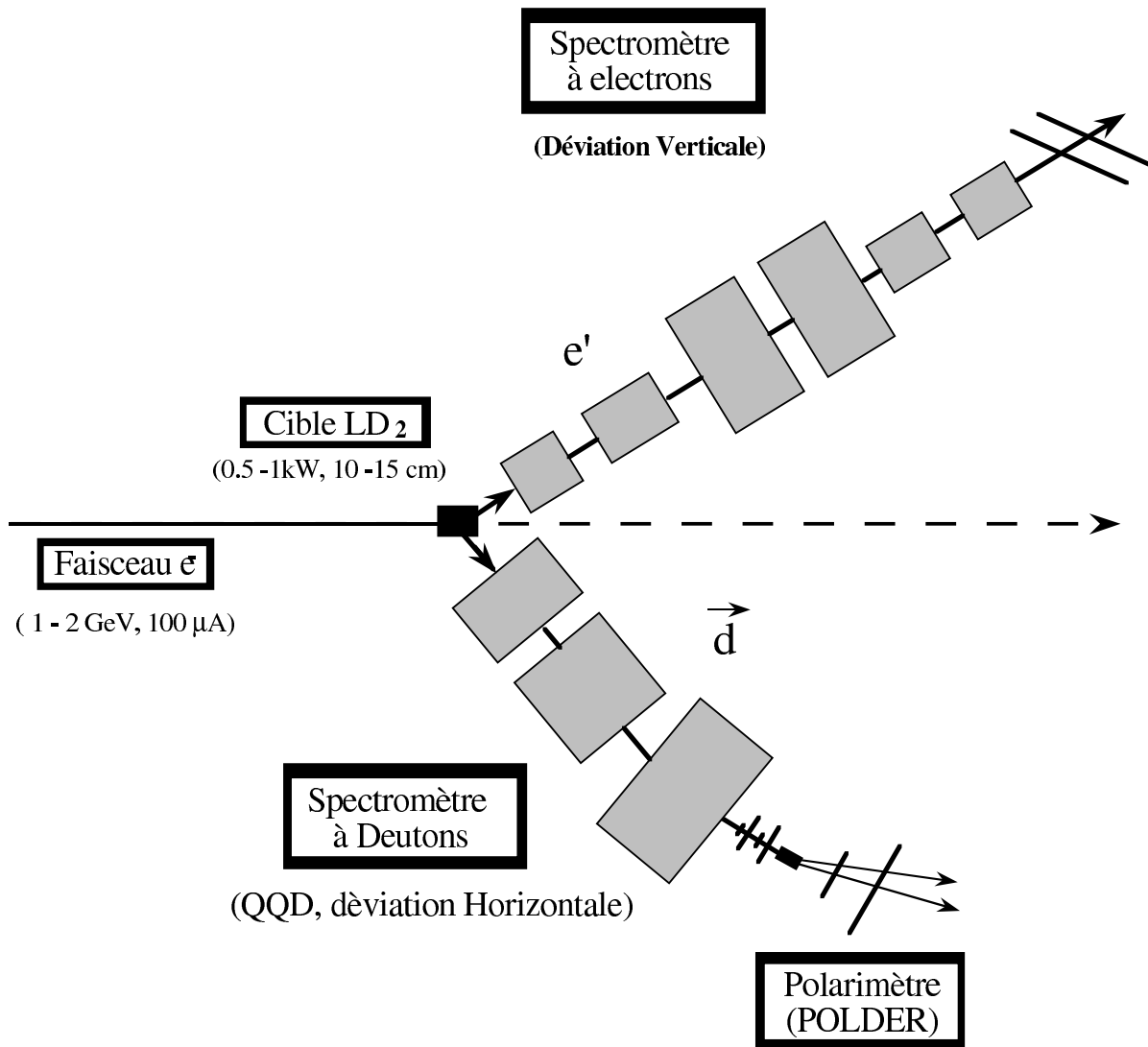


FIG. 5.2 – Schéma de l'utilisation de POLDER

des événements pour lesquels deux particules sont présentes avant la cible. L'épaisseur du premier détecteur start sera augmentée à 1 ou 2 mm pour permettre une intégration de charge des signaux analogiques et distinguer les protons des deutons.

Un travail poussé sur la simulation permettra de tester l'influence des protons de bruit sur le polarimètre (coïncidences fortuites entre ces protons et un événement d'échange de charge ou avec une autre particule du faisceau incident) en fonction des largeurs de porte de l'électronique et des modifications de POLDER. Ce travail déterminera notre capacité à rejeter la totalité du bruit de fond et son éventuel impact sur les mesures de polarisation.

5.2 Etude de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$

5.2.1 Introduction

Comprendre le système πNN est sans doute l'un des enjeux majeurs pour la physique des énergies intermédiaires. Il est essentiel pour la bonne connaissance de l'interaction nucléon-nucléon au dessus du seuil de production de pion, et devient un test de base pour l'existence de résonances dibaryoniques. De plus il peut apporter des informations sur la nature de l'interaction $N\Delta$ et peut être à la base de calculs microscopiques pour des processus plus compliqués sur des systèmes à plusieurs nucléons. Dans ce cadre, la réaction $NN \rightarrow \pi d$, qui pour des raisons expérimentales évidentes est étudiée grâce à la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, est particulièrement intéressante puisqu'il s'agit d'une réaction à deux corps. Cela explique l'intérêt tant théorique qu'expérimental, qu'elle suscite depuis plusieurs années [54].

Le nombre restreint de particules intervenant dans la réaction a permis des descriptions microscopiques sophistiquées. La plus récente analyse en déphasage [55] de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ a permis de déterminer les quatorze premières amplitudes partielles ($J \leq 4$) jusqu'à 1200 MeV. Cependant, cette analyse ne fournit qu'un accord qualitatif avec l'observable vectorielle it_{11} et aucune comparaison avec des observables basées sur la mesure de la polarisation tensorielle du deuton de recul (polarisation finale et coefficients de transfert de polarisation) n'a encore été possible.

5.2.2 Description de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$

Il existe six amplitudes complexes pour la matrice de diffusion, qui dépendent du spin et de l'angle de diffusion. La connaissance complète de la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ nécessite donc 11 mesures indépendantes (une des phases étant commune). Une présentation détaillée des données existantes est disponible dans la référence [54]. Les sections efficaces sont connues avec précision jusqu'à 1200 MeV et des mesures du pouvoir d'analyse A_y ont été réalisées entre 500 et 1200 MeV [56, 57] dans le but de fournir des informations précises sur des résonances dibaryoniques éventuelles. En ce qui concerne les coefficients de corrélation de spin dans la voie d'entrée, de nombreuses mesures ont été effectuées depuis 1983 [58] et s'étendent jusqu'à 800 MeV. Le paramètre de polarisation it_{11} de deuton de recul a également été déterminé (par la mesure du pouvoir d'analyse iT_{11} dans la réaction inverse) jusqu'à des énergies de 1.2 GeV (énergie équivalente proton) [59]. Les données expérimentales concernant les observables de transfert de polarisation sont très rares. En polarisation vectorielle, K_y^y a été mesuré à 800 MeV [60], et les coefficients K_x^x et K_x^z ont été obtenus pour des énergies proton comprises entre 500 et 800 MeV [61]. Des mesures de combinaisons d'observables vectorielles et tensorielles ont été mesurées entre 450 et 580 MeV [62] et ont permis une reconstruction des six amplitudes complexes de la réaction. Par contre aucune observable tensorielle liée au deuton de recul n'est expérimentalement disponible au delà de 580 MeV.

Une décomposition en ondes partielles (décomposition l-s) des six amplitudes de diffusion montre qu'environ 10 ondes (correspondant à $J \leq 4$) sont nécessaires pour décrire la réaction, mais que seulement deux de ces ondes dominant (1D_2 et 3F_3). La détermination des autres ne peut s'effectuer que par l'intermédiaire de termes d'interférence qui s'obtiennent par le choix d'observables appropriées. La plus récente analyse en déphasage [55] a été réalisée du seuil de production de pion ($\simeq 300$ MeV) jusqu'à 1200 MeV et a permis la reconstruction des 14 premières ondes partielles. Une comparaison avec des observables tensorielles peut permettre une forte contrainte sur les ondes partielles non dominantes. De plus, les prédictions pour l'observable vectorielle it_{11} ne reproduisent pas très bien l'expérience pour les énergies élevées. Enfin il est intéressant de noter qu'à 1200 MeV une structure présente dans la section efficace, le pouvoir d'analyse A_y et l'observable it_{11} , a

été observée. Ces structures [57] pourraient être interprétées soit comme des résonances dibaryoniques, soit comme une manifestation d'un effet de seuil provenant de l'ouverture de la voie inélastique $N\Delta$. La situation théorique est confuse en ce qui concerne ces résonances dibaryoniques, puisque les différents modèles obtiennent des conclusions contradictoires sur leur existence.

La référence [63] détaille de nombreuses études du système πNN et les compare aux données expérimentales. Un modèle basé sur la résolution d'équations couplées appliquées au système $NN-N\Delta$ [64], à partir desquelles sont déduites les amplitudes physiques de $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, permet par un traitement sur la largeur de la résonance Δ , de reproduire correctement les observables de corrélation de spin, mais montre un désaccord sur le paramètre it_{11} . Une autre approche, basée sur la résolution des équations de Fadeev du système couplé $\pi NN-NN$, utilise des ingrédients à deux corps telles que les amplitudes de diffusion πN avec des extrapolations hors couche pour les ondes P_{33} (associée à la Δ) et P_{11} , et introduit les mésons lourds dans les diagrammes d'échange [65, 66, 67]. L'étude des ondes partielles concernées montre que les observables tensorielles pourraient apporter des contraintes supplémentaires sur la détermination de la P_{11} . Enfin une dernière approche basée sur une théorie de perturbation relativiste [68] incluant les distortions πN et NN , montre une grande sensibilité du modèle aux observables A_y et it_{11} . Cette dernière serait en effet très sensible au traitement de l'interaction NN à courte et moyenne portée ainsi que de l'interaction πN dans l'onde S.

Une tendance commune à tous ces modèles est de sous estimer systématiquement la force triplet de spin dans la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$. Cet effet pourrait être étudié grâce à la mesure d'observables tensorielles comme t_{20} [66].

5.2.3 Programme expérimental avec POLDER

L'utilisation de POLDER pour mesurer la polarisation tensorielle du deuton de recul dans la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ permettrait d'obtenir les paramètres de polarisation t_{20} , t_{21} , t_{22} et les coefficients de transfert de spin vecteur-tenseur t_{20}^{11} , t_{21}^{11} et t_{22}^{11} pour des énergies protons de 550 à 1200 MeV. La mesure à 550 MeV permettrait de vérifier les données déjà disponibles et de fournir des observables tensorielles supplémentaires. Les données

existantes seront étendues à 800 et 1200 MeV, mais à cause des limitations en énergie de POLDER le domaine angulaire sera restreint autour de 180° . Le temps de faisceau nécessaire, a été estimé, sur la base des figures de mérite du chapitre 3, à 10 jours [46].

Le bruit attendu ne sera pas du même type que le bruit observé dans les expériences de diffusion deuton sur ^{12}C et ^{40}Ca (il s'agissait du bruit de la salle ne provenant pas du spectromètre Cf. chap. 4). Dans ces mesures, on s'attend principalement à un flux de protons guidés par le spectromètre et aux coïncidences fortuites de ces protons avec un événement d'échange de charge ou une autre particule du faisceau. La problématique, et les solutions recherchées seront donc les mêmes que pour la mesure de la diffusion électron-deuton. Ces solutions sont l'utilisation de chambres à fils efficace à 100% (3 plans par chambre), une mesure de perte d'énergie dans le premier détecteur start (pour identifier les particules incidentes) et un travail poussé sur la simulation pour estimer notre capacité à rejeter ce bruit.

En plus du bruit de fond, d'autres problèmes comme la difficulté de focaliser le faisceau sur la cible (impliquant une largeur de faisceau importante), ou la dispersion en énergie des deutons incidents, sont attendus.

L'expérience acquise sur le comportement du polarimètre durant ces deux dernières années devrait permettre une bonne maîtrise des ces problèmes et une mesure précises des observables désirées.

Conclusion

Cette thèse a décrit la mise au point, la calibration et l'utilisation d'un polarimètre tensoriel à deuton dans une nouvelle gamme d'énergie (POLDER) permettant d'étudier les réactions mettant en jeu la diffusion ou la production de deutons polarisés. Ce polarimètre permettra d'étendre les mesures pour lesquelles des résultats physiques intéressants ont été observés à plus basse énergie.

Le point fort de ce polarimètre est de couvrir un domaine d'énergie intermédiaire de 175 à 500 MeV deutons avec une détection symétrique et exempte d'inefficacité en φ . De plus basé sur une réaction facile à caractériser, l'analyse des données est simple et, mettant en jeu un nombre limité de coupures, permet une bonne reproductibilité. Les prédictions théoriques de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$, développées sur le modèle d'approximation d'impulsion [15, 17] avaient déjà été vérifiées [16]. Elles ont été incorporées dans une simulation destinée à tester l'efficacité du détecteur et l'analyse associée et permettant un contrôle permanent sur les différentes phases d'extraction de la polarisation. Ces caractéristiques font de POLDER un polarimètre fiable, parfaitement dominé tant expérimentalement que théoriquement, et dont les figures de mérite autorisent des mesures de polarisation avec une bonne précision dans la gamme d'énergie envisagée.

Ces conclusions sont issues de la mesure de polarisation des deutons, diffusés élastiquement sur le ^{40}Ca et inélastiquement sur le ^{12}C , réalisée dans des conditions de fort bruit de fond. La signature des états excités par des transitions de spin isoscalaires induites par des deutons nécessite la mesure d'observables de polarisation tensorielles sur les deutons diffusés. Cependant grâce à certaines approximations il est possible de déterminer cette signature à partir d'observables vectorielles. La mesure sur le pic élastique du ^{40}Ca a permis de retrouver des égalités entre différentes observables de polarisation imposées

par la symétrie d'invariance par renversement du temps. Les observables tensorielles ont été déterminées avec une bonne précision malgré un taux de rejet important. La mesure sur l'état excité 12.7 MeV sur le ^{12}C a confirmé la validité des approximations faites pour la détermination de la signature. Sa valeur mesurée avec POLDER est compatible avec la même quantité précédemment obtenue grâce à des observables vectorielles avec le polarimètre POMME. La validation des approximations des signatures de spin-flip isoscalaire ouvre la possibilité d'une étude systématique des excitations isoscalaires de spin dans la matière nucléaire par la mesure de la polarisation vectorielle de deutons diffusés de 400 MeV.

Parmi les perspectives pour l'utilisation future de POLDER, deux propositions d'expérience ont été faites. La première a été présentée au Laboratoire National SATURNE pour la mesure de la polarisation tensorielle du deuton créé dans la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ pour des énergies proton comprises entre 500 et 1200 MeV. Les observables de polarisation permettent de compléter le jeu d'observables déjà disponibles afin de déterminer toutes les amplitudes de diffusion liées à ce mécanisme. La deuxième proposition a été présentée à CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) pour la mesure de la polarisation tensorielle des deutons dans la diffusion élastique $D(e, e'\vec{d})$. Ces mesures permettent d'extraire individuellement les facteurs de forme de charge (G_C) et quadrupôle (G_Q) du deuton, ce qui n'est pas possible par la seule mesure des fonctions de structure $A(q)$ et $B(q)$. Cette séparation est nécessaire pour tester différents modèles théoriques existant puisque le facteur de forme magnétique (G_M) est peu sensible au potentiel choisi, alors que G_C et G_Q sont principalement sensibles respectivement au comportement courte portée de l'interaction et à la force tenseur [52]. Les mesures de polarisation ont été faites jusqu'à des moments transférés de 4.5 fm^{-1} [13]. Grâce à l'utilisation de POLDER elles pourraient être étendues jusqu'à 6 fm^{-1} par la mesure de la polarisation de deutons d'énergie cinétique supérieure à 200 MeV et l'utilisation de faisceaux intenses d'électrons de quelques GeV disponibles à CEBAF. Les prédictions des valeurs des facteurs de forme dans cette région étant très différentes, ces résultats permettront un test sévère pour les modèles théoriques.

Annexe A

Matrices de rotation

A.1 Propriétés générales

Les matrices $R^{(J)}(\alpha \beta \gamma)$ sont de dimension $(2J+1) \times (2J+1)$ et ont pour éléments :

$$\begin{aligned} R_{MM'}^{(J)}(\alpha \beta \gamma) &= \langle JM | R(\alpha \beta \gamma) | JM' \rangle \\ &= \langle JM | e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z} | JM' \rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

On définit les matrices $r^{(J)}(\beta)$ par :

$$r^{(J)}(\beta) = R^{(J)}(0, \beta, 0) \quad (\text{A.2})$$

$$r_{MM'}^{(J)}(\beta) = \langle JM | e^{-i\beta J_y} | JM' \rangle \quad (\text{A.3})$$

$$R_{MM'}^{(J)}(\alpha \beta \gamma) = e^{-i\alpha M} r_{MM'}^{(J)}(\beta) e^{-i\gamma M'}. \quad (\text{A.4})$$

La matrice $r^{(J)}(\beta)$ est une matrice réelle, unitaire, et possède les propriétés suivantes :

$$r_{MM'}^{(J)}(\beta) = r_{M'M}^{(J)}(-\beta) = (-)^{M-M'} r_{-M-M'}^{(J)}(\beta) = (-)^{M-M'} r_{M'M}^{(J)}(\beta). \quad (\text{A.5})$$

La définition des matrices de rotation donne la loi de transformation des $(2J+1)$ vecteurs de base des sous-espaces $\mathcal{E}(\nu \mathcal{J})$, dans une rotation donnée :

$$R(\alpha \beta \gamma) | JM \rangle = \sum_{M'} R_{MM'}^{(J)}(\alpha \beta \gamma) | JM' \rangle \quad (\text{A.6})$$

Les matrices $R^{(J)}$ obéissent aux propriétés générales :

$$\left[R^{(J)}(\alpha \beta \gamma) \right]^{-1} = R^{(J)}(-\gamma, -\beta, -\alpha) \quad (\text{A.7 a})$$

$$\det R^{(J)} = 1 \quad (\text{A.7 b})$$

$$R_u^{(J)}(2\pi) = (-)^{2J}. \quad (\text{A.7 c})$$

A.2 Formule de Wigner

Le calcul des éléments de matrice $r_{MM'}^{(J)}$ est donné par la formule de Wigner :

$$r_{MM'}^{(J)} = \sum_t (-)^t \frac{\sqrt{(J+M)!(J-M)!(J+M')!(J-M')!}}{(J+M-t)!(J-M'-t)!t!(t-M+M')!} \times \xi^{2J+M-M'-2t} \eta^{2t-M+M'} \quad (\text{A.8})$$

où :

$$\xi = \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \quad \text{et} \quad \eta = \sin\left(\frac{\beta}{2}\right)$$

La somme sur t est restreinte aux t entiers pour lesquels les factorielles sont définies, c'est à dire pour lesquels les éléments des factorielles sont positifs ou nuls. Le nombre de termes dans la somme est égale au plus petit des quatre nombres $J \pm M$, $J \pm M'$ incrémenté de 1.

A.3 Cas particuliers

$$\beta = 0$$

$$r_{MM'}^J(0) = \delta_{M-M'} \quad (\text{A.9})$$

Rotation de π autour de Oy

$$R(0\pi 0)|JM\rangle = (-)^{J-M}|J-M\rangle \text{ d'où } R_{MM'}^{(J)}(0\pi 0) = (-)^{J-M} \delta_{M-M'} \quad (\text{A.10})$$

Cas où $J = \frac{1}{2}$

$$r^{\frac{1}{2}}(\beta) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

où les lignes sont rangées dans l'ordre $M = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$, et les colonnes sont rangées de gauche à droite dans l'ordre $M' = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

Cas où $J = 1$

$$r^1(\beta) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + \cos\beta) & -\frac{1}{2}\sqrt{2}\sin\beta & \frac{1}{2}(1 - \cos\beta) \\ \frac{1}{2}\sqrt{2}\sin\beta & \cos\beta & -\frac{1}{2}\sqrt{2}\sin\beta \\ \frac{1}{2}(1 - \cos\beta) & \frac{1}{2}\sqrt{2}\sin\beta & \frac{1}{2}(1 + \cos\beta) \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

où les lignes sont rangées dans l'ordre $M = 1, 0, -1$, et les colonnes sont rangées de gauche à droite dans l'ordre $M' = 1, 0, -1$.

Cas où $J = 2$

$$\begin{aligned} r_{22}^2 &= r_{-2-2}^2 = \cos^4\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ r_{21}^2 &= -r_{12}^2 = -r_{-2-1}^2 = r_{-1-2}^2 = -\frac{1}{2}\sin\beta(1 + \cos\beta) \\ r_{20}^2 &= r_{02}^2 = r_{-20}^2 = r_{0-2}^2 = \sqrt{\frac{3}{8}}\sin^2\beta \\ r_{2-1}^2 &= r_{1-2}^2 = -r_{-21}^2 = -r_{-12}^2 = \frac{1}{2}\sin\beta(\cos\beta - 1) \\ r_{2-2}^2 &= r_{-22}^2 = \sin^4\left(\frac{\beta}{2}\right) \\ r_{11}^2 &= r_{-1-1}^2 = \frac{1}{2}(2\cos\beta - 1)(\cos\beta + 1) \\ r_{1-1}^2 &= r_{-11}^2 = \frac{1}{2}(2\cos\beta + 1)(1 - \cos\beta) \\ r_{10}^2 &= r_{0-1}^2 = -r_{01}^2 = -r_{-10}^2 = -\sqrt{\frac{3}{2}}\sin\beta\cos\beta \\ r_{00}^2 &= \frac{1}{2}(3\cos^2\beta - 1) \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Annexe B

Opérateurs tensoriels

Les opérateurs tensoriels irréductibles utilisés pour décomposer la matrice densité sont définis par :

$$(\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} = \sqrt{2S+1}(-)^{S-\mu} \langle S\mu'S - \mu | kq \rangle. \quad (\text{B.1})$$

où les quantités $\langle S\mu'S - \mu | kq \rangle$ sont des coefficients de Clebsch-Gordan.

Parmis les cas particuliers citons les matrices \mathcal{T}_{k0} qui sont diagonales. En effet la propriété des Clebsch-Gordan qui veut que $\mu' - \mu = q$ pour tout élément non nul, implique que les éléments de matrices $(\mathcal{T}_{k0})_{\mu'\mu}$ sont différents de zéro uniquement pour $\mu' = \mu$ (puisque $q = 0$).

Nous explicitons dans cette annexe les matrices représentant les opérateurs tensoriels dans le cas particulier d'un spin 1 pour lequel la matrice densité est décomposée sur un ensemble de 3 opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre 0, 1, 2.

B.1 Tenseur d'ordre 0

A l'ordre $k=0$, l'opérateur est scalaire et s'écrit :

$$(\mathcal{T}_{00})_{\mu'\mu} = \sqrt{2s+1}(-)^{s-\mu} \langle s\mu's - \mu | 00 \rangle = \delta_{\mu\mu'} \quad \text{ou} \quad \mathcal{T}_{00} = \mathcal{I} \quad (\text{B.2})$$

Il est égal à la matrice unité.

B.2 Tenseur d'ordre 1

Pour $k = 1$, on a $q = -1, 0, 1$. L'opérateur est vectoriel et a trois composantes : \mathcal{T}_{1-1} , \mathcal{T}_{10} , \mathcal{T}_{11} . Les éléments de matrice de ces trois opérateurs sont donnés par les relations :

$$\begin{aligned} (\mathcal{T}_{1-1})_{\mu'\mu} &= \sqrt{3}(-)^{1-\mu} \langle 1\mu'1 - \mu | 1 - 1 \rangle & \mu - \mu' &= -1 \\ (\mathcal{T}_{10})_{\mu'\mu} &= \sqrt{3}(-)^{1-\mu} \langle 1\mu'1 - \mu | 10 \rangle & \mu - \mu' &= 0 \\ (\mathcal{T}_{11})_{\mu'\mu} &= \sqrt{3}(-)^{1-\mu} \langle 1\mu'1 - \mu | 11 \rangle & \mu - \mu' &= 1 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

En explicitant les Clebsch-Gordan, on obtient :

$$\mathcal{T}_{11} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathcal{T}_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \mathcal{T}_{1-1} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

B.3 Tenseur d'ordre 2

Pour $k = 2$, on a $q = -2, -1, 0, 1, 2$. L'opérateur est tensoriel et a cinq composantes. Les éléments de matrice de ces cinq opérateurs sont donnés par les relations :

$$(\mathcal{T}_{2q})_{\mu'\mu} = \sqrt{3}(-)^{1-\mu} \langle 1\mu'1 - \mu | 2q \rangle \quad (\text{B.5})$$

En explicitant les Clebsch-Gordan, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{22} &= \sqrt{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \mathcal{T}_{21} &= -\sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \mathcal{T}_{20} &= \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \mathcal{T}_{2-1} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} & \mathcal{T}_{2-2} &= \sqrt{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Annexe C

Tenseurs cartésiens

Relations entre les tenseurs sphériques \mathcal{T}_{kq} et les tenseurs cartésiens P_{ij} .

$$\begin{aligned} t_{10} &= \sqrt{\frac{3}{2}} p_z & p_x &= -\sqrt{\frac{1}{3}}(t_{11} - t_{1-1}) \\ t_{1\pm 1} &= \mp \frac{\sqrt{3}}{2}(p_x \pm ip_y) & p_y &= \frac{i}{\sqrt{3}}(t_{11} + t_{1-1}) \\ t_{20} &= \sqrt{\frac{1}{2}} p_{zz} & p_z &= \sqrt{\frac{2}{3}} t_{10} \\ t_{2\pm 1} &= \mp \sqrt{\frac{1}{3}}(p_{xz} \pm ip_{yz}) & p_{xx} &= \frac{\sqrt{3}}{2}(t_{22} + t_{2-2}) - \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} \\ t_{2\pm 2} &= \frac{1}{2\sqrt{3}}(p_{xx} - p_{yy} \pm 2ip_{xy}) & p_{yy} &= -\frac{\sqrt{3}}{2}(t_{22} + t_{2-2}) - \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} \\ & & p_{zz} &= \sqrt{2} t_{20} \\ & & p_{xy} &= p_{yx} = -i \frac{\sqrt{3}}{2}(t_{22} - t_{2-2}) \\ & & p_{xz} &= p_{zx} = -\frac{\sqrt{3}}{2}(t_{21} - t_{2-1}) \\ & & p_{yz} &= p_{zy} = i \frac{\sqrt{3}}{2}(t_{21} + t_{2-1}) \end{aligned}$$

Table des figures

1.1	Rotation d'Euler.	7
1.2	Repère d'hélicité.	16
1.3	Passage du repère de la source au repère d'hélicité de la réaction.	23
1.4	Passage du repère d'hélicité de la réaction primaire au repère d'hélicité de la réaction du polarimètre.	26
2.1	Diagramme de l'approximation d'impulsion pour $dA \rightarrow (pp)A'$, montrant les états initial et final dans le repère de Breit du deuteron.	32
2.2	Section efficace et pouvoirs d'analyse de la réaction $^1H(\vec{d}, 2p)n$ mesuré avec EMRIC.	36
2.3	Vue artistique de POLDER	39
2.4	Schéma de la cible d'hydrogène liquide de POLDER	41
2.5	Schéma d'électronique de POLDER	47
3.1	Source HYPERION : 1-dissociateur ; 2-sextupôle magnétique ; 3- transitions radiofréquences ; 4-ioniseur ; 5-lentilles électrostatiques ; 6-miroir électrostatique ; 7-SOLSPIN.	52
3.2	Polarimètre basse énergie.	54
3.3	Spectromètre SPES1.	58
3.4	Action conjuguée du solénoïde OPTIMIST et du spectromètre SPES1 sur le spin de la particule.	59
3.5	Calibration du solénoïde OPTIMIST par diffusion élastique de deuteron sur carbone. Les deutons diffusés sont détectés à $\theta = 10^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$	60

3.6	Résultats de la calibration du solénoïde OPTIMIST. Les droites représentent le résultat des régressions linéaires réalisées sur les points expérimentaux pour les trois énergies.	62
3.7	Polarisation du faisceau de deutons incidents pour les différentes mesures effectuées, en pourcentage de la valeur maximale.	64
3.8	Exemple d'ambiguïté. La position réelle des deux protons correspond aux figures (a) et (c).	67
3.9	On définit des vecteurs entre le centre de la cible et le centre des cellules touchées dans le petit (à gauche) et le grand hodoscope (à droite).	68
3.10	A la trajectoire d'un proton correspond un vecteur, dans le petit hodoscope, et un vecteur, dans le grand hodoscope, qui sont presque colinéaires.	68
3.11	On calcule les angles entre les deux vecteurs du grand hodoscope (qui ont en commun un même numéro de barre) et tous les vecteurs du petit hodoscope. Ce calcul est repris pour toutes les barres touchées des deux hodoscopes. . .	69
3.12	Angle minimum que l'on peut reconstruire pour chaque barre touchée (simulation à gauche, expérience à droite).	70
3.13	Principe de mesure des temps de vols.	72
3.14	Exemple d'informations TDC brutes (gauche) puis corrigées (droite). La valeur RMS correspond à la moitié de la largeur à mi-hauteur. Elle est diminuée de 34% grâce à la correction.	74
3.15	Ajustement des positions des pics TDC en fonction de la position dans la barre. Les figures sont des exemples pour deux barres côte à côte ce qui explique la différence de signe entre les deux pentes (les photomultiplicateurs sont à des extrémités opposées).	74
3.16	Différence de temps de vol dans le grand hodoscope entre les deux protons d'échange de charge pour les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuton.	75
3.17	Schéma de principe du calcul de vertex.	77
3.18	Vertex de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ reconstitué avant (figure de gauche) et après (figure de droite) les coupures dues à la levée de l'ambiguïté pour une énergie cinétique deuton de 400 MeV.	79

3.19	Vertex de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ calculé avec les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuton.	80
3.20	Moment transféré de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ calculé avec les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuton. . . .	81
3.21	Distribution, en moment transféré q et en angle azimutal φ , du taux de comptage des événements d'échange de charge réalisée avec un faisceau non polarisé pour une énergie cinétique deuton de 400 MeV.	82
3.22	Energie de la paire proton-proton en fonction du moment transféré pour différentes énergies du deuton incident.	84
3.23	Relation cinématique entre l'angle θ dans le laboratoire et le moment transféré q	84
3.24	Energie relative de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ calculée avec les données expérimentales (grisé) et simulées (ligne sombre) à quatre énergies deuton. . . .	85
3.25	L'approximation qui consiste à prendre égales les impulsions des deux protons $p'_1 = p'_2$ tend à toujours minimiser le moment relatif $k' < k$, donc l'énergie relative.	86
3.26	Ajustement des asymétries vectorielle et tensorielle pour la détermination des pouvoirs d'analyse.	92
3.27	Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ à 200 et 300 MeV, pour une coupure en énergie relative de 5 MeV.	96
3.28	Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ à 400 et 500 MeV, pour une coupure en énergie relative de 5 MeV.	97
3.29	Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ à 200 MeV pour des domaines d'intégration en énergie relative de 0-1, 0-3, 0-5, 0-7 et 0-9 MeV.	98
3.30	Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ à 400 MeV pour des domaines d'intégration en énergie relative de 0-1, 0-3, 0-5, 0-7 et 0-9 MeV.	99
3.31	Pouvoirs d'analyse et section efficace de la réaction $^1\text{H}(\vec{d},2\text{p})\text{n}$ à 250 et 350 MeV pour les différentes positions d'hodoscope.	102

3.32	Figures de mérite du polarimètre POLDER à quatre énergies et pour des domaines d'intégration en énergie relative de 0–1, 0–3, 0–5, 0–7, 0–9 MeV.	103
3.33	Efficacité de détection de POLDER pour différentes conditions de faisceau à différentes énergies.	104
4.1	Résultats de l'expérience sur le ^{12}C à 4° dans le laboratoire en fonction de l'énergie d'excitation. Les taux de comptage sont représentés pour des intervalles de 100 KeV (b). En (c) est tracé, pour des intervalles de 500 KeV, le produit de la section efficace et de la signature S_d^y (a).	118
4.2	Schéma de l'utilisation de POLDER lors d'une mesure de polarisation derrière SPES1.	120
5.1	Données expérimentales et modèles théoriques pour t_{20} , G_C , G_Q	137
5.2	Schéma de l'utilisation de POLDER	140

Liste des tableaux

1.1	Relation entre les paramètres de polarisation exprimés dans le repère de la source et le repère d'hélicité.	25
2.1	Figure de mérite de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$	35
2.2	Epaisseur d'absorbant en fonction de l'énergie cinétique des deutons incidents. Voir texte pour commentaires.	44
3.1	Différents états de polarisation du faisceau de deutons à SATURNE. Le signe + des trois colonnes PT, MT, GT indique quelle transition est active.	53
3.2	Les valeurs I_S de la troisième colonne sont déduites des régressions linéaires. Les valeurs de k sont extraites de I_S . Les courants sont ensuite recalculés à partir de la valeur moyenne de k pour les trois énergies (cinquième colonne).	63
3.3	Distance des hodoscopes à la cible en fonction de l'énergie.	64
3.4	Résultats de mesure de polarisation avec POLDER sur deux états de spin d'un faisceau de calibration à $T_d = 400$ MeV, comparés aux valeurs mesurées avec le polarimètre basse énergie.	107
4.1	Observables de polarisation mesurées pour la réaction élastique $^{40}\text{Ca}(\vec{d}, \vec{d}')^{40}\text{Ca}$.	126
4.2	Observables de polarisation mesurées pour la réaction inélastique $^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d}')^{12}\text{C}^*(12.7 \text{ MeV})$	127
4.3	Comparaison entre différentes observables de polarisation mesurées avec POMME et POLDER et les résultats de calculs basés sur un potentiel optique (Code).	127

Bibliographie

- [1] M. Simonius, dans *Polarization in Nuclear Physics*, Lecture Notes in Physics, Vol.30 (Springer, Berlin 1974), p. 38 .
- [2] G.G.Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35** (1972) 717.
- [3] Madison Convention, dans *Polarization Phenomena in Nuclear Reactions* (University of Wisconsin Press, Madison, 1971) p.XXV .
- [4] B. A. Robson, *The Theory of Polarization Phenomena*, Oxford University Press, 1974.
- [5] G.G.Ohlsen, Phys. Rev. **C54** (1972) 1205.
- [6] J. Raynal, *Aspects géométriques des réactions*, note CEA N-1529.
- [7] K. Stephenson and W. Haeberli, Nucl. Inst. and Methods **162** (1980) 483.
- [8] E. J. Stephenson *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **178** (1980) 345.
- [9] W. Grüber *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A262** (1987) 307.
- [10] Y. Shin *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A274** (1989) 227.
- [11] T.A. Trainor *et al.*, Nucl. Phys. **A220** (1974) 533 ;
P.A. Schmelzbach *et al.*, Nucl. Phys. **A264** (1976) 45.
- [12] J.M. Cameron *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A305** (1991) 257.
- [13] M. Garçon, Nucl. Phys. **A508** (1990) 445c ;
I. The *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 173.
- [14] M. Garçon *et al.*, Nucl. Phys. **A458** (1986) 287.
- [15] D.V. Bugg and C.Wilkin, Phys. Lett. **B152** (1985) 37 ;
Nucl. Phys. **A467** (1987) 575.

- [16] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Lett. **B233** (1989) 69;
S. Kox *et al.*, Phys. Lett. **B266** (1991) 264;
S. Kox *et al.*, Nucl. Phys. **A556** (1993) 621.
- [17] J. Carbonell, M. Barbaro and C. Wilkin, Nucl. Phys. **A529** (1991) 653.
- [18] R. Dubois *et al.*, Nucl. Phys. **A377** (1982) 554;
D. V. Bugg, Phys. Rev. **C41** (1990) 2708.
- [19] F. Merchez *et al.*, Nucl. Inst. and Methods. **A275** (1989) 133.
- [20] P. Chesny, G. Guillier, P. Marlet, Rapport interne LNS/AIRES/92-05, non publié.
- [21] J. Arvieux *et al.*, AIP Conference Proceedings on Polarized Protons Ion Sources **80** (1982) 185.
- [22] J. Arvieux *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A273** (1988) 48, et références.
- [23] E. Tomasi-Gustafsson *et al.*, rapport interne LNS/Ph/91-27.
- [24] A. Boudard, Thèse CEA-N-2386 1984.
- [25] L.G. Greeniaus *et al.*, Nucl. Phys. **A322** (1979) 308.
- [26] J. Arvieux *et al.*, Nucl. Phys. **A431** (1984) 613.
- [27] J. Arvieux *et al.*, rapport interne LNS/Ph/92-24.
- [28] J. Saudinos *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **11** (1973) 77.
- [29] B. Bonin *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A288** (1990) 389.
- [30] E. Tomasi-Gustafsson *et al.*, rapport interne LNS/DB/93-19.
- [31] Application Software Group, CERN Program Library Entry **D506**, March 1992
- [32] S.J. Seestrom-Morris *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 2132.
- [33] F. T. Baker *et al.*, Phys. Rev. **C37** (1988) 1350,
Phys. Rev. **C40** (1989) 1877,
Phys. Rev. **C44** (1991) 93.
- [34] O. Häusser *et al.*, Phys. Rev. **C43** (1991) 230.
- [35] C. Djalali *et al.*, Nucl. Phys. **A388** (1982) 1.
- [36] M. Morlet *et al.*, Phys. Lett. **B247** (1990) 228.

- [37] M. Morlet *et al.*, Phys. Rev. **C46** (1992) 1008.
- [38] B. Bonin *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A288** (1990) 379.
- [39] G. R. Satchler, *Elementary Modes of Excitation in Nuclei*, dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, course LXIX, édité par A. Bohr et R. A. Broglia (Amsterdam 1978).
- [40] G. Morpugo, Phys. Rev. **110** (1958) 721.
- [41] Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei, édité par J. Steph (World Scientific, Singapore, in press), et références internes.
- [42] A. Richter, dans *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics*, Florence, Italy, 1983, édité par P. Blasi et R. A. Ricci (Tipografia Compositori, Bologne, 1983), p. 169.
- [43] T. Mandon, Thèse de Doctorat, Université Paris-sud (1991).
- [44] J. Van de Wiele, Code CCZR (1993), unpublished ;
J. Van de Wiele et M. Morlet, Code VSPINT (1993), unpublished.
- [45] *Measurement of the Deuteron Tensor Polarization at Large Momentum Transfers in $D(e, e'\vec{d})$ Scattering*, proposal for CEBAF, juin 1993 (PR-93-003).
- [46] Mesure des observables tensorielles liées à la polarisation du deuton de recul dans la réaction $p(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, lettre d'intention LNS 290.
- [47] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980) 861.
- [48] B. Frois, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* Maubuisson, France 1992.
- [49] M. Garçon, *Proceeding in the 7th International Conference on Polarization Phenomena in Nuclear Physics*, édité par A. Boudard et Y. Terrien, Edition de physique, 1990, C6-61.
- [50] R.G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 776.
- [51] R.G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1723 ;
S. Auffret *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 649.
- [52] M. I. Haftel *et al.*, Phys. Rev. **C22** (1980) 1285,
et références.

- [53] M. Garçon, Rapport CEA DAPNIA/SPhN/93-19, soumis pour publication à Phys. Rev. .
- [54] E. T. Boschitz, *7th Int. Conf. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics*, Paris 90, tome 51, suppl.22, **C6-33** (1990) 33;
G. Jones, Nucl. Phys. **A416** (1984) 157c.
- [55] R. A. Arndt *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) 1926.
- [56] W. B. Tippens *et al.*, dans *Proc. 10th Int. Conf. on Few-Body Problems in Physics*, ed. B. Zeinitz (North-Holland, Amsterdam, 1984).
- [57] R. Bertini *et al.*, Phys. Lett. **B203** (1988) 18.
- [58] G. Glass *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1984,
Phys. Rev. **C31** (1985) 288;
N. Tanaka *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) Supp 828,
Phys. Rev. **C37** (1988) 2071;
W.B. Tippens *et al.*, Phys. Rev. **C36** (1987) 1413;
D.B. Barlow *et al.*, Phys. Rev. **C37** (1988) 1977;
R.L. Shypit *et al.*, Nucl. Phys. **A477** (1988) 541.
- [59] G.R. Smith *et al.*, Phys. Rev. **C30** (1984) 980;
N.A. Bazhanov *et al.*, Phys. Rev. **C47** (1993) 395.
- [60] S.E. Turpin *et al.*, dans *Proc. 10th Int. Conf. on Few-Body Problems in Physics*, ed. B. Zeinitz (North-Holland, Amsterdam, 1984) vol. 2, p. 189.
- [61] A. Feltham *et al.*, Contr. paper to XII Int. Conf. on Few-Body Problems in Physics, TRIUMPH Report TRI-89-2 (1989), E8;
D.A. Hutcheon *et al.*, Nucl. Phys. **503** (1989) 649;
R. Abegg *et al.*, Nucl. Phys. **A539** (1992) 573.
- [62] G. Cantale *et al.*, Helv. Phys. Acta **60** (1987) 398.
- [63] H. Garcilazo and T. Mizutani, π NN systems, World Scientific Pub. Co. p. 311.
- [64] J.A. Niskanen, Phys. Lett. **141B** (1984) 301
- [65] G.H. Lamot *et al.*, Phys. Rev. **C35** (1987) 239.
- [66] B. Blankleider et I.R. Afnan, Phys. Rev. **C24** (1981) 1572.

- [67] A.S. Rinat et Y. Starkland, Nucl. Phys. **A397** (1983) 381.
- [68] M.P. Locher et A. Svarc, Nucl. Phys. **11** (1985) 183.